

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS**

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS NUCLEARES  
MEDIANTE TÉCNICAS DE CORRELACIÓN ANGULAR:  
APLICACIÓN A ALGUNOS CASOS PRÁCTICOS**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR**

**Miguel Roteta Ibarra**

Bajo la dirección del doctor  
Eduardo García-Toraño Martínez

**Madrid, 2009**

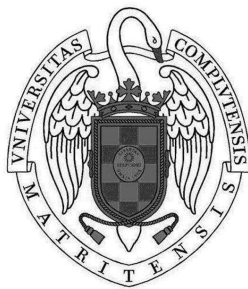
• **ISBN:** 978-84-692-8464-3

©Miguel Roteta Ibarra, 2009

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear**



**DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS NUCLEARES  
MEDIANTE TÉCNICAS DE CORRELACIÓN ANGULAR:  
APLICACIÓN A ALGUNOS CASOS PRÁCTICOS**

Memoria para optar al grado de Doctor en Física

por la Universidad Complutense de Madrid

presentada por

**Miguel Roteta Ibarra**

Bajo la dirección del Doctor

Eduardo García-Toraño Martínez

Madrid, 2009



*A mis padres*



## **Agradecimientos**

Con la satisfacción por ver finalmente este trabajo terminado y por todo lo que he conseguido aprender, deseo agradecer a todos aquellos que me han ayudado tanto en lo profesional como en lo personal para haber podido empezar y acabar esta Tesis y sin los cuales no lo habría conseguido. En primer lugar al Dr. Eduardo García-Toraño, al habérmelo propuesto y dirigido durante todos estos años. A José M<sup>a</sup> Los Arcos, que permitió que se utilizaran los equipos del laboratorio para las medidas objeto de esta tesis. A Leonor Rodríguez Barquero y M<sup>a</sup> Teresa Crespo por su ayuda en la preparación de las fuentes radiactivas. A Carlos Díaz, por su colaboración en el montaje experimental. A mis compañeros de trabajo, Teresa Durán y Virginia Peyrés, por la disposición permanente para la colaboración y la discusión de todos los problemas que se han planteado. Deseo agradecer a todos mis compañeros del Ciemat, y muy especialmente a Mónica, Amparo, Marisa, Susana, Candi, David, Félix, Paco y Javier por el constante estímulo para la finalización de esta memoria. Por último, agradezco al CIEMAT todas las facilidades dadas.



# ÍNDICE

<b>1</b>	<b>Introducción .....</b>	<b>- 1 -</b>
1.1	<i>General.....</i>	<i>- 1 -</i>
1.2	<i>Definición y propiedades del operador densidad.....</i>	<i>- 2 -</i>
1.2.1	Propiedades de transformación de los estados del momento angular y del operador densidad bajo el grupo de rotaciones. ....	- 4 -
1.3	<i>Orientación de los estados nucleares.....</i>	<i>- 7 -</i>
1.3.1	Colectividad nuclear no orientada.....	- 7 -
1.3.2	Colectividad nuclear orientada.....	- 9 -
1.4	<i>Matriz densidad y Polarización de la radiación electromagnética.....</i>	<i>- 11 -</i>
1.5	<i>Evolución temporal de la matriz densidad.....</i>	<i>- 12 -</i>
1.5.1	La representación de interacción.....	- 12 -
1.5.2	Representación del operador densidad.....	- 14 -
1.6	<i>Distribución angular de la radiación gamma.....</i>	<i>- 19 -</i>
1.7	<i>Correlación angular entre radiaciones gamma.....</i>	<i>- 20 -</i>
1.7.1	Correlación angular con fuentes no orientadas. ....	21
<b>2</b>	<b>Estudio de la Correlación Angular en las Correcciones por Suma en Coincidencia en Espectrometría Gamma. ....</b>	<b>29</b>
2.1	<i>Introducción .....</i>	<i>29</i>
2.2	<i>Cálculo de las correcciones para un esquema de decaimiento simple.....</i>	<i>30</i>
2.3	<i>Cálculo de las correcciones para un esquema de decaimiento complejo.....</i>	<i>32</i>
2.4	<i>Efectos de la correlación angular.....</i>	<i>34</i>
2.5	<i>Cálculo de la corrección.....</i>	<i>38</i>
2.5.1	Introducción.....	38
2.5.2	Cálculos .....	39
2.5.3	Cálculo de eficiencias: Consideraciones generales .....	40
2.5.4	Cálculos para el Detector de Germanio plano.....	41
2.5.5	Detector de germanio coaxial.....	47
2.5.6	Detector de NaI(Tl).....	52
2.5.7	Obtención de los factores de corrección .....	53
2.5.8	Obtención de las funciones de correlación angular.....	56
2.5.9	Cálculo de los coeficientes $w_{ij}$ de correlación direccional.....	56
2.6	<i>Resultados finales.....</i>	<i>58</i>
2.6.1	Resultados con el detector de germanio plano .....	58
2.6.2	Resultados con el detector de germanio coaxial .....	63
2.6.3	Resultados con el detector de NaI(Tl) .....	67
2.7	<i>Conclusión.....</i>	<i>68</i>
<b>3</b>	<b>Descripción del dispositivo experimental para la medida de correlaciones angulares.....</b>	<b>71</b>
3.1	<i>Introducción .....</i>	<i>71</i>
3.2	<i>Primer dispositivo experimental.....</i>	<i>72</i>
3.3	<i>Segundo dispositivo experimental .....</i>	<i>76</i>



3.4	<i>Correcciones fundamentales</i>	81
3.4.1	Correcciones por tamaño finito de los detectores	81
3.4.2	Correcciones por tamaño finito de la fuente	84
3.4.3	Corrección por coincidencias accidentales	85
3.4.4	Corrección de tiempo muerto	86
3.4.5	Correcciones por decaimiento	86
3.4.6	Normalización de las tasas	87
3.4.7	Correcciones debidas a las impurezas	87
3.5	<i>Realización de las medidas: parámetros geométricos, tiempo de medida</i>	89
3.5.1	Distancia fuente-detectores	89
3.5.2	Tiempo de medida	90
3.5.3	Control de la estabilidad	90
3.5.4	Elección de los ángulos	91
3.6	<i>Programa de análisis de las correlaciones gamma-gamma</i>	92
4	<b>Estudio de las Correlaciones Direccionales entre Rayos Gamma Asociados a la Desintegración por emisión <math>\beta^-</math> de <math>^{125}\text{Sb}</math></b>	95
4.1.1	Introducción	95
4.2	<i>Análisis de la correlación direccional en <math>^{125}\text{Te}</math></i>	96
4.2.1	Cascada 321-176	96
4.2.2	Cascada 204-176	97
4.2.3	Cascada 117-204	98
4.2.4	Cascada 117-380	99
5	<b>Estudio de las Correlaciones Direccionales entre Rayos Gamma Asociados a la Desintegración por Captura Electrónica de <math>^{152}\text{Eu}</math></b>	101
5.1	<i>Introducción</i>	101
5.2	<i>Coincidencias con la Transición de 443,9 keV</i>	106
5.3	<i>Correlaciones con la transición de 964 keV</i>	112
5.4	<i>Correlaciones con la Transición de 867 keV</i>	114
5.5	<i>Correlaciones con la Transición de 122 keV</i>	115
5.5.1	Análisis de las Coincidencias 244,7-122	118
5.5.2	Transiciones desde el nivel de 1530 keV	122
5.5.3	Análisis de la transición de 964 keV	127
5.5.4	Análisis de la transición de 689 keV	129
5.5.5	Análisis de las Transiciones de 841 y 919 keV	131
5.5.6	Análisis de las Transiciones de 719 y 275 keV	134
5.5.7	Análisis de las Transiciones de 1457 y 1528 keV	136
5.5.8	Análisis de las Transiciones de 1112 y 867 keV	138
5.5.9	Análisis de las Transiciones de 1769 y 1647 keV	140
5.5.10	Análisis de la Transición de 1005 keV	141
5.6	<i>Correlaciones con la Transición de 244,7 keV</i>	141
5.6.1	Análisis de las Transiciones de 656, 675, 867 y 719 keV	145
5.6.2	Análisis de la Transición de 1363 keV	150
5.6.3	Análisis de las Transiciones de 926 y 1212 keV	154
6	<b>Estudio de las Correlaciones Direccionales entre Rayos Gamma Asociados a la Desintegración por emisión <math>\beta^-</math> de <math>^{152}\text{Eu}</math></b>	159
6.1	<i>Introducción</i>	159

6.2	<i>Correlaciones con la transición de 344 keV</i> .....	162
6.2.1	Análisis de las transiciones de 778, 411, 586 y 1299 keV.....	162
6.2.2	Análisis de la Transición de 1089 keV .....	167
6.2.3	Análisis de las Transiciones de 367 y 678 keV.....	171
6.3	<i>Correlaciones con la transición de 411 keV</i> .....	173
7	<b>Conclusiones</b> .....	177
8	<b>Bibliografía</b> .....	181



# 1 INTRODUCCIÓN

## 1.1 General

La probabilidad de emisión de un fotón por parte de un núcleo excitado es función del ángulo entre el eje de espín nuclear y la dirección en la que ha sido emitido (Frauenfelder y col., 1965). En las condiciones usuales de medida de una muestra compuesta por núcleos excitados (temperatura ambiente, ausencia de campos exteriores), las direcciones de espín de éstos están orientadas al azar, dando lugar a una emisión isótropa de la radiación. La observación de la dependencia angular de la radiación respecto al espín requiere de un conjunto de núcleos cuyos espines no estén orientados al azar.

Hay tres métodos básicos de obtención de núcleos orientados (Steffen y col., 1975):

- Orientación por medio de campos extranucleares estáticos o dinámicos (orientación a baja temperatura en presencia de campos magnéticos intensos, bombeo óptico, métodos de radiofrecuencia, etc)
- Orientación por medio de la absorción de radiaciones de dirección y polarización definidas.
- Observación de dos fotones emitidos consecutivamente desde el mismo núcleo.

A lo largo de esta memoria se analizará únicamente el último de estos fenómenos, conocido usualmente como **correlación angular**.

Las medidas de correlación angular entre fotones gamma proporcionan información de gran valor sobre los momentos angulares que puede transportar la radiación, la proporción de mezcla de las componentes multipolares presentes y los espines correspondientes a los estados nucleares entre los que se verifica el proceso. Es preciso señalar que, como se verá en el desarrollo de este capítulo, las medidas de correlación suministran un número limitado de

coeficientes (usualmente dos), mientras que las variables que deben ser determinadas son siete, normalmente. Por todo ello, esta técnica debe ser complementada con otras tales como las medidas de coeficientes de conversión, de los momentos magnéticos nucleares u otras con el objeto de establecer el diagrama de niveles del núcleo.

Las medidas de correlación han servido también para comprobar hasta un alto grado de precisión la invariancia de la interacción electromagnética respecto a la paridad y la inversión temporal.

## 1.2 Definición y propiedades del operador densidad

La descripción mecano-cuántica de cualquier colectividad, como la del conjunto de núcleos que se va a analizar, debe hacerse mediante el formalismo de la matriz densidad (Cohen y col.), ya que no es posible caracterizarla por un solo vector (ket) de estado.

La definición y propiedades del operador densidad son las siguientes:

Dado un conjunto de estados (kets)  $|\Psi_k\rangle$  en los que el sistema puede encontrarse en un tiempo  $t$  con probabilidad  $p_k$ , se define el operador densidad  $\rho$  :

$$\rho = \sum_k p_k |\Psi_k\rangle \langle \Psi_k|$$

en el que se exige a priori la normalización de la probabilidad, es decir,  $\sum_k p_k = 1$  , caracterizando el sistema mediante una superposición incoherente de estados puros, ya que las fases correspondientes a cada uno de éstos se anulan en la construcción del operador. Este operador es hermítico. Si los vectores estado puro están normalizados, es decir,  $\langle \Psi_k | \Psi_k \rangle = 1$ , se verificará:

$$\text{Tr}(\rho) = 1$$

El valor medio de un operador arbitrario  $F$  en un sistema caracterizado por la matriz densidad  $\rho$  viene dado por :

$$\langle F \rangle = [\text{Tr}(\rho F)] / [\text{Tr}(\rho)]$$

Representado el operador densidad en una base de estados del sistema, se obtendrá la matriz densidad. Como el operador es hermítico, la matriz que lo representa también lo será, y podrá diagonalizarse escogiendo otra base de la representación. Esta nueva base estará ligada a la anterior por medio de una transformación unitaria (cambio de base ortogonal)  $U$ , de forma que:

$$D = U \rho U^*$$

donde  $\rho$  y  $D$  son las expresiones matriciales del operador densidad en diferentes representaciones vectoriales. En concreto,  $D$ , en la base de vectores propios del operador densidad, es una matriz diagonal.

$$D = \begin{pmatrix} d(1) & & & \\ & \ddots & & \\ & & d(i) & \\ & & & \ddots \\ & & & & d(N) \end{pmatrix}$$

donde los valores  $d(1), d(2), \dots, d(i), \dots, d(N)$  son las probabilidades de encontrar un elemento del sistema en los estados  $|\Psi_1\rangle, \dots, |\Psi_N\rangle$ , vectores propios del operador densidad, respectivamente. Obviamente se verifica que  $d(1), \dots, d(i), \dots, d(N) \geq 0$ . Como la operación traza es invariante bajo transformaciones unitarias, resultará:

$$\text{Tr}(\rho) = \text{Tr}(D)$$

El valor de la traza será 1 si la base utilizada como representación está normalizada.

Si  $d(i)=1$  para algún " $i$ " entre 1 y  $N$ , se deduce que el resto de valores  $d(1), \dots, d(i-1), d(i+1), \dots, d(N) = 0$  y la matriz  $D$  será:

$$D = \begin{pmatrix} 0 & & & \\ & \ddots & & \\ & & 1 & \\ & & & \ddots \\ & & & & 0 \end{pmatrix}$$

Matriz que caracteriza a los objetos dispuestos en el mismo estado  $|\Psi_i\rangle$ , vector puro.

En el caso en el que  $d(1) = \dots = d(N)$ , la población tiene la misma probabilidad de encontrarse en cualquiera de los  $N$  estados posibles del sistema. Describe una distribución uniforme, completamente aleatoria donde al verificarse que  $\sum_i d(i) = 1$ , se deduce que  $d(i) = 1/N$  para todo valor de " $i$ " y por tanto  $D = I/N$ , proporcional a la matriz identidad con traza 1.

Se representará la matriz densidad en los estados propios del momento angular, caracterizados por kets de estado de la forma (recurriendo a la notación de Dirac)  $|k, j, m\rangle$ , definidos como estados propios de los operadores  $J^2$ , de valor propio  $j(j+1)$ ,  $J_z$ , de valor propio  $m$ , y de otro operador que caracterice el número o números cuánticos " $k$ " y que forme con los anteriores un conjunto completo de observables compatibles. Los elementos matriciales del operador densidad en esta base se representan de la siguiente manera:

$$\langle k, j, m | \rho | k', j', m' \rangle$$

### ***1.2.1 Propiedades de transformación de los estados del momento angular y del operador densidad bajo el grupo de rotaciones.***

Las transformaciones bajo el grupo de rotaciones de los kets propios del momento angular son las siguientes:

Sea  $|k, j, m\rangle_s$  un ket propio en el sistema de referencia  $S$  y  $|k, j, m\rangle_{s'}$  otro ket propio en el sistema de referencia  $S'$ . Ambos están caracterizados por los mismos valores propios, si bien en distintos sistemas de referencia.

La conexión entre ambos kets en sus respectivos sistemas de referencia se establece a partir de los operadores de rotación en el espacio de vectores del sistema que ligan los dos sistemas de referencia S y S'. Teniendo en cuenta la relación de cierre dentro de un subespacio de valores "k" y "j" fijos:

$$\sum_m |k, j, m\rangle \langle k, j, m| = I$$

donde la suma se extiende a los (2j+1) valores de "m". La identidad está restringida al subespacio sobre el que se proyecta.

La transformación bajo el grupo de rotaciones será:

$$|k, j, m\rangle_{S'} = R |k, j, m\rangle_S = \sum_{m'} |k, j, m'\rangle_S \langle k, j, m'| R |k, j, m\rangle = \sum_{m'} R_{mm'}^j |k, j, m'\rangle_S$$

donde  $R_{mm'}^j = \langle k, j, m'| R |k, j, m\rangle$  es la expresión matricial de la representación irreducible de orden 'j' del grupo de rotaciones.

La transformación de los observables como el operador densidad bajo el grupo de rotaciones será:

$$\langle k_1, j_1, m_1 | \rho | k_2, j_2, m_2 \rangle_{S'} = \sum_{m_1' m_2'} \langle k_1, j_1, m_1' | R^{j_1*} | \rho | R^{j_2} | k_2, j_2, m_2' \rangle$$

Expresión que se puede representar de la siguiente manera:

$$\langle k_1, j_1, m_1 | \rho | k_2, j_2, m_2 \rangle_{S'} = \sum_{m_1' m_2'} R_{m_1 m_1'}^{j_1*} \langle k_1, j_1, m_1' | \rho | k_2, j_2, m_2' \rangle_S R_{m_2 m_2'}^{j_2}$$

en la que ya se establece el vínculo entre las matrices tal y como son expresadas en las bases de vectores propios de cada sistema referencial, básicamente el tipo de transformación ya visto en la expresión  $U\rho U^*$ .

---



La fórmula anterior se simplifica atendiendo a las reglas de suma de los operadores irreducibles e introduciendo los coeficientes de Clebsch-Gordan. Estos coeficientes se obtienen al efectuar el acoplamiento de dos momentos angulares  $j_1$  y  $j_2$  a uno de los valores resultantes,  $j$ . La conexión inversa entre la representación acoplada y desacoplada se expresa mediante una ecuación del tipo:

$$\Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2} = \sum_j C(j_1 j_2 j; m_1 m_2) \Psi_{j m_1+m_2}$$

Rotando el sistema por medio de los ángulos de Euler  $\alpha, \beta, \gamma$ , cada ket de la representación utilizada se transformará de acuerdo al orden de la representación a la que pertenece. En concreto, la conexión entre las matrices de rotación acopladas y desacopladas será :

$$R_{m_1 m'_1}^{j_1}(\alpha, \beta, \gamma) R_{m_2 m'_2}^{j_2}(\alpha, \beta, \gamma) = \sum_{j_3} (2j_3 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m'_1 & m'_2 & m'_3 \end{pmatrix} R_{m_3 m'_3}^{j_3}(\alpha, \beta, \gamma)$$

De esta manera la relación entre las matrices densidad en ambos sistemas de referencia será:

$$\begin{aligned} \langle j_1 m'_1 | \rho | j_2 m'_2 \rangle_{S'} &= \sum_{m_1 m_2 \lambda} \langle j_1 m_1 | \rho | j_2 m_2 \rangle_S (-1)^{m_2 - m'_2} (2\lambda + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & \lambda \\ m_1 & -m_2 & q \end{pmatrix} \\ &\quad * \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & \lambda \\ m'_1 - m'_2 & q \end{pmatrix} D_{qq}^{\lambda*}(S \rightarrow S') \end{aligned}$$

Multiplicando ambos miembros de la ecuación anterior por la expresión:

$$(-1)^{j_2 + m_2} (2\lambda + 1)^{1/2} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & \lambda \\ m_1 & -m_2 & q \end{pmatrix}$$

se obtiene el objeto:

---

$$\Sigma_{m_1} \langle j_1 m_1 | \rho | j_2 m_2 \rangle (-1)^{j_2+m_2} (2\lambda+1)^{1/2} \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & \lambda \\ -m_2 & m_1 & q \end{pmatrix}$$

que se transforma como un tensor bajo el grupo de rotaciones:

$$\rho_{q'}^{\lambda}(j_1 j_2)_{S'} = \Sigma_{m_1} \langle j_1 m_1 | \rho | j_2 m_2 \rangle (-1)^{j_2+m_2} (2\lambda+1)^{1/2} \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & \lambda \\ -m_2 & m_1 & q \end{pmatrix} D_{qq'}^{\lambda*}(S \rightarrow S')$$

$$= \Sigma_{m_1} (-1)^{j_1'+m_1} \langle j_1-m_1 j_2 m_2 | \lambda q \rangle \langle j_1 m_1 | \rho | j_2 m_2 \rangle D_{qq'}^{\lambda*}(S \rightarrow S')$$

y da lugar a la definición de los tensores estadísticos  $\rho_q^{\lambda}(j_1, j_2)$ , expresión tensorial del operador densidad. Atendiendo a las reglas utilizadas en la construcción del tensor, el valor de  $\lambda$  estará comprendido entre  $|j_1+j_2|$  y  $|j_1-j_2|$  mientras que el rango de valores posibles de  $q$  para cada  $\lambda$  estará entre  $\lambda$  y  $-\lambda$ .

### 1.3 Orientación de los estados nucleares.

#### 1.3.1 Colectividad nuclear no orientada

La descripción del sistema físico mediante la matriz densidad expresada como tensor estadístico  $\rho_q^{\lambda}(j_1, j_2)$  proporciona una información intuitiva de gran valor respecto al propio sistema. Admitiendo que los estados nucleares pueden definirse con valores apropiados de los números cuánticos momento angular  $I$  y de su componente a lo largo del eje  $Z$ , así como que la paridad es un buen número cuántico, es decir, el hamiltoniano del sistema conmuta con los operadores  $I^2, I_Z$  y  $\pi$ .

Si el conjunto de núcleos puede ser descrito por un valor del momento angular  $I$ , el operador densidad no tiene por qué ser diagonal en la representación de la base elegida, sin embargo si el conjunto tiene simetría cilíndrica respecto al eje  $Z$  de algún sistema coordenado, el operador densidad se representará como :

$$\rho = \sum_{m=-I}^I |Im\rangle g(m) \langle Im|$$

siendo  $m$  el valor de la proyección  $I_z$  del momento angular  $I$  respecto al eje de simetría existente, y  $g(m)$  la probabilidad de que cada elemento del sistema esté en el estado correspondiente. La matriz densidad es diagonal en la representación estándar del momento angular ( $|Im\rangle$ ), fácilmente construida gracias a la ortogonalidad de los elementos de la base:

$$\langle Im | \rho | I'm' \rangle = g(m) \delta_{II'} \delta_{mm'}$$

Y por tanto la representación matricial será:

$$D = \begin{pmatrix} g(1) & & & \\ & \ddots & & \\ & & g(i) & \\ & & & \ddots \\ & & & & g(N) \end{pmatrix}$$

En ausencia de campos externos, no hay dirección privilegiada en la muestra y la matriz densidad debe ser invariante respecto al grupo de rotaciones. Recordando que la ley de transformación de los tensores  $\rho_q^\lambda(I)$  es:

$$\rho_q^\lambda(I)_{S'} = \sum_q \rho_q^\lambda(I) R_{qq'}^{\lambda*}(S \rightarrow S')$$

y como no deben existir direcciones privilegiadas, se exige la invariancia del tensor respecto de cualquier sistema de ejes:

$$\rho_q^\lambda(I)_{S'} = \rho_q^\lambda(I)_S$$

Esta condición selecciona los valores de  $\lambda$  y  $q$  posibles para mantener la invariancia

---

respecto a las rotaciones. En este caso se requiere que  $\lambda=q=q'=0$ , siendo ahora el tensor estadístico:

$$\rho_0^0(I) = \frac{1}{\sqrt{(2I+1)}}$$

La obtención de la matriz densidad a partir del conocimiento de los tensores estadísticos se logra mediante:

$$\langle j_1 m_1 | \rho | j_2 m_2 \rangle = \sum_{\lambda, q} (-1)^{j_2 + m_2} (2\lambda + 1)^{1/2} \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & \lambda \\ -m_2 & m_1 & q \end{pmatrix} \rho_q^\lambda(j_1 j_2)$$

por tanto la matriz densidad será:

$$\rho(I) = \frac{I}{2I+1}$$

### 1.3.2 *Colectividad nuclear orientada*

La matriz densidad de este colectivo, en la representación del momento angular y escogiendo como eje Z el eje de orientación, será diagonal. El grado de orientación alcanzado será descrito por el valor de los elementos de la diagonal ( $g(m)$ ), también llamados poblaciones. Se exigirá la invariancia de los tensores estadísticos alrededor de ese eje. Como el operador de rotación alrededor del eje Z es:

$$R_{qq'}^\lambda(\alpha, 0, 0) = e^{iq\alpha} \delta_{qq'}$$

La ley de transformación de los tensores estadísticos y la necesidad de invariancia del tensor en las rotaciones alrededor del eje obligan a que:

$$\rho_{q'}^{\lambda}(I)_{S'} = \sum_q \rho_q^{\lambda}(I) R_{qq'}^{\lambda*}(\alpha, 0, 0) = \rho_q^{\lambda}(I) e^{-iq'\alpha} \delta_{qq'} = \rho_q^{\lambda}(I)$$

La invariancia debe ser verificada para cualquier rotación alrededor del eje Z, es decir, para todo valor de  $\alpha$ , lo cual sólo puede satisfacerse si  $q=q'=0$ . Por tanto, sólo los componentes tensoriales con  $q=0$  pueden representar un conjunto de núcleos orientados:

$$\rho_0^{\lambda}(I) = \sum_m (-1)^{I+m} (2\lambda + 1)^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} g(m)$$

Los parámetros de Blin-Stoyle y Grace (Blin-Stoyle y col.), llamados parámetros de orientación se definen de la siguiente manera:

$$B_{\lambda}(I) = (2I + 1)^{1/2} \rho_0^{\lambda}(I) = \sum_m (-1)^{I+m} (2\lambda + 1)^{1/2} (2I + 1)^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} g(m)$$

Los conjuntos orientados axialmente simétricos se clasifican en: alineados si los tensores estadísticos son invariantes bajo inversión del eje de simetría  $e_z$   $-e_z$  y polarizados si no lo son.

Al exigir la condición de invariancia de los tensores alineados :(al ser orientados sólo existe la componente  $q=0$ ):

$$\rho_0^{\lambda}(I)_{-e_z} = \rho_0^{\lambda}(I)_{+e_z} D_{00}^{\lambda*}(0, \pi, 0) = (-1)^{\lambda} \rho_0^{\lambda}(I)_{+e_z} = \rho_0^{\lambda}(I)_{+e_z}$$

cuyo cumplimiento condiciona el valor de  $\lambda$ , que debe ser par y en los valores de la diagonal de la matriz densidad habrá simetría entre los valores positivos y negativos de "m".

En los conjuntos polarizados, la colectividad nuclear también es un conjunto orientado, pero no es simétrica respecto al intercambio  $+e_z$   $-e_z$ . El conjunto estará descrito por tensores estadísticos de rango par e impar. Debe haber al menos un tensor de rango impar para que el conjunto sea polarizado, de lo contrario sería solamente alineado.

---

#### 1.4 Matriz densidad y Polarización de la radiación electromagnética

Hasta ahora se ha analizado el conjunto de la colectividad nuclear. Se construye ahora la matriz densidad de la radiación electromagnética propagándose por el eje Z:

Para cada onda electromagnética plana caracterizada por el ket  $|\mathbf{p}\rangle$  hay dos soluciones linealmente independientes determinadas por la proyección del momento angular sobre la dirección de movimiento (helicidad) (Alder y col.). La helicidad,  $\tau$ , tomará los valores (-1), (+1) correspondiendo a la polarización levógira y dextrógira, respectivamente.  $\mathbf{p}$  especifica la dirección y longitud de onda de la radiación, ya que  $\mathbf{p}=\hbar\mathbf{k}$  donde  $\mathbf{k}$  proporciona la dirección de propagación y su módulo es  $2\pi/\lambda$ , siendo  $\lambda$  la longitud de onda de la radiación. Las dos soluciones se representarán mediante los kets  $|\mathbf{p}-\rangle$  y  $|\mathbf{p}+\rangle$ . El operador densidad de la onda plana de dirección de propagación  $\mathbf{p}$  y polarización arbitraria será:

$$\rho_{op} = \sum_{\tau} |\mathbf{p}\tau\rangle \langle \mathbf{p}\tau|$$

donde  $\sum_{\mathbf{k}} p_{\mathbf{k}}=1$ .

La matriz densidad será:

$$\rho = \begin{pmatrix} \langle +1|\rho|+1\rangle & \langle +1|\rho|-1\rangle \\ \langle -1|\rho|+1\rangle & \langle -1|\rho|-1\rangle \end{pmatrix}$$

$\rho$  está representado por medio de una matriz  $2 \times 2$ , que puede ser expresada como combinación lineal de la matriz identidad y las tres matrices de Pauli, ya que las cuatro proporcionan la base del conjunto de matrices  $2 \times 2$ . Como la traza de este operador y la de las matrices de Pauli es la unidad, y además la combinación de coeficientes debe ser única en una base dada, se tiene:

$$\rho = \frac{1}{2}(1 + P_1 \sigma_x + P_2 \sigma_y + P_3 \sigma_z)$$

Donde  $P_1, P_2$  y  $P_3$  son los parámetros de Stokes de la radiación.

## 1.5 Evolución temporal de la matriz densidad

### 1.5.1 La representación de interacción

El operador de evolución temporal de un sistema es lineal y unitario. A partir de la ecuación de Schrödinger, la evolución temporal del estado de un sistema es:

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle$$

donde  $U(t, t_0)$  es el operador de traslación temporal y es lineal y unitario. Este operador se obtiene a partir de la ecuación:

$$i \frac{dU(t, t_0)}{dt} = HU(t, t_0)$$

El operador densidad evolucionará de la siguiente manera:

$$\rho(t) = \sum_n U(t, t_0) |\psi_n(t_0)\rangle \langle \psi_n(t_0)| U^\dagger(t, t_0)$$

La ecuación conduce a una derivada temporal del operador densidad dada por:

$$\frac{d\rho}{dt} = i[H, \rho(t)]$$

Se debe tratar conjuntamente el sistema material, el de radiación y su interacción. La solución del problema se debe a Dirac, al proponer un hamiltoniano total del sistema que será, en primera aproximación:

$$H = H_{\text{at}} + H_{\text{rad}} + H_{\text{inte}}$$

$$H_0 = H_{\text{at}} + H_{\text{rad}}$$

Dirac trata el sistema material y el de radiación como dos sistemas débilmente acoplados. La parte correspondiente a  $H_0$  conduce a soluciones estacionarias del sistema, independizando la parte electromagnética y la atómica-nuclear.  $H_{\text{int}}$  describe la interacción entre los dos sistemas, induciendo transiciones entre los estados estacionarios de  $H_0$ .

De esta manera se define la representación de interacción del sistema:

$$H_I(t) = e^{iH_0 t} H_{\text{int}} e^{-iH_0 t}$$

en la que, bajo una transformación unitaria que involucra al tiempo, se describe la evolución de los operadores, mientras que los estados estacionarios de  $H_0$  son estáticos, ni siquiera se modifica su fase. La transformación del operador de evolución temporal será:

$$U_I(t, t_0) = e^{iH_0 t} U(t, t_0) e^{-iH_0 t}$$

Los estados, en la representación de interacción, serán:

$$|\psi(t)\rangle_I = e^{iH_0 t} |\psi(t)\rangle$$

En esta representación la evolución del operador densidad viene descrita por:

$$i \frac{d\rho_{\text{op}}(t)}{dt} = [H_I(t), \rho_{\text{op}}(t)]$$

mientras que la ecuación de evolución en el tiempo del operador de traslación

---



temporal será:

$$i \frac{\partial U_I(t, t_0)}{\partial t} = H_I U_I$$

cuya solución vendrá dada por:

$$U_I(t, t_0) = T e^{-i \int_{t_0}^t H_I(t') dt'}$$

donde T es el operador de orden temporal.

Desarrollando la exponencial:

$$U_I(t, t_0) = 1 + (-i) \int_{t_0}^t H_I(t') dt' + (-i)^2 \int_{t_0}^t H_I(t') dt' \int_{t_0}^{t'<t} H_I(t'') dt''$$

Limitando el desarrollo al término de primer orden y teniendo en cuenta la expresión del hamiltoniano de interacción dada por:

$$H_{int} = \int j(r') A(r', t) dv'$$

en la que  $j(r')$  es la densidad de corriente nuclear en el punto considerado,  $A(r', t)$  es el potencial magnético-vector del campo de radiación, y  $dv'$  es el elemento de volumen considerado.

### **1.5.2 Representación del operador densidad**

Los elementos de la matriz densidad en esta representación serán:

$$\langle p\tau I_f m_f | \rho(t) | I_f m'_f p\tau' \rangle = \langle p\tau I_f m_f | e^{-iH_0 t} \left[ \int_0^t e^{iH_0 t'} H_{int} e^{-iH_0 t'} dt' \right] *$$

$$* \rho(0) \left[ \int_0^t e^{iH_0 t'} H_{int} e^{-iH_0 t'} dt' \right] e^{-iH_0 t} | I_f m'_f p\tau' \rangle$$

En el instante inicial (t=0) solamente los elementos de matriz  $\langle I_i m_i | \rho(0) | I_i m'_i \rangle$  son distintos de cero. Insertando la relación de cierre en la expresión anterior:

$$\langle p\tau I_f m_f | \rho(t) | I_f m'_f p\tau' \rangle = \sum_{m_i m'_i} \langle p\tau I_f m_f | H_{int} | I_i m_i \rangle \langle I_i m_i | \rho(0) | I_i m'_i \rangle$$

$$* \langle I_i m'_i | H_{int}^+ | p\tau' I_f m'_f \rangle \left| \int_0^t \exp[i(\omega + E_f - E_i)t'] dt' \right|^2$$

Finalmente, los elementos de matriz presentes se calculan de la siguiente manera:

$$\langle p\tau I_f m_f | int | I_i m_i \rangle = \int \langle I_f m_f | j(r') | I_i m_i \rangle A_{p\tau}(r') dv' =$$

$$= \sqrt{\frac{2\pi}{L^3 w}} \langle I_f m_f | j(r') e_{\tau}^* e^{-ipr'} dv' | I_i m_i \rangle$$

donde se ha utilizado la expresión del potencial magnético vector normalizado en la caja cúbica (Alder y col):

$$A_{p\tau}(r, t) = \sqrt{\frac{2\pi}{L^3 w}} e_{\tau} e^{-i(pr - \omega t)}$$

$$\langle p\tau | I_f m_f | \rho(t) | I_f m'_f p\tau' \rangle = \frac{d\Omega w}{2\pi} \frac{1 e^{\lambda_{\gamma} t}}{\lambda_{\gamma}} \sum_{m_i m'_i} \langle I_f m_f | \int j(r') e_{\tau}^* e^{-ipr'} dv' | I_i m_i \rangle$$

y la expresión anterior será:

$$\langle I_i m_i | \rho(0) | I_i m'_i \rangle \propto \langle I_i m'_i | \int j(r') e_\tau^* e^{-ipr'} dv' | I_f m_f \rangle$$

El factor dependiente del tiempo tiende a "1" conforme "t" tiende a infinito. Por otro lado, como:

$$\begin{aligned} \langle j_f m_f | \int j(r') e_\tau^* e^{-ipr'} dv' | j_i m_i \rangle &= \sqrt{\frac{2j_i+1}{4w}} \Sigma_{LM} (-1)^{j_i+m_i} \sqrt{2L+1} \\ &\quad * \begin{pmatrix} j_f & L & j_i \\ m_f & M-m_i \end{pmatrix} D_{M\tau}^L(e_z \rightarrow k) (\gamma(EL, j_i \rightarrow j_f) + \tau \gamma(ML, j_i \rightarrow j_f)) \end{aligned}$$

donde:

$$\begin{aligned} \gamma(\pi L, j_i j_f) &= i^{L+\Lambda(\pi)} \left( \frac{8\pi w^{2L+1} (L+1)}{[(2L+1)!!]^2 L(2j_i+1)} \right)^{1/2} \langle j_f | M(\pi L) | j_i \rangle \\ M(ML, M) &= \frac{i}{(L+1)} \int j(r') L_r'^L Y_{LM}(r') dv' \\ M(EL, M) &= \frac{1}{w(L+1)} \int j(r') \Delta * L_r'^L Y_{LM}(r') dv' \end{aligned}$$

que representan la amplitud de transición absoluta y los operadores multipolares magnético y eléctrico respectivamente.

La expresión final de la matriz densidad será:

$$\langle p\tau I_f m_f | \rho(\infty) | I_f m_f' p\tau' \rangle = \frac{d\Omega}{8\pi\lambda_\gamma} (2I_i+1) \Sigma_{m_i m_i'} (-1)^{2I_i+m_i+m_i'}$$

$$* \sum_{LL'} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ m_f & M-m_i \end{pmatrix} D_{M\tau}^L(e_z \rightarrow k) \begin{pmatrix} I_f & L' & I_i \\ m_f' & M'-m_i' \end{pmatrix} D_{M'\tau'}^{L'*}(e_z \rightarrow k)$$

$$* \langle I_i m_i | \rho(0) | I_i m_i' \rangle (\gamma(EL) + \tau\gamma(ML)) (\gamma^*(EL') + \tau'\gamma^*(ML'))$$

De esta expresión se obtiene la correspondiente a los tensores estadísticos que describen el sistema:

$$\begin{aligned} \langle \tau | \rho_{q_f}^{\lambda_f}(I_f, p) | \tau' \rangle &= \frac{d\Omega}{8\pi\lambda_\gamma} \sum_{\lambda_i, \lambda_f, L, L'} (2\lambda+1)(2I_i+1)(-1)^{I_i-I_f-q_i+1} \\ &* \sqrt{(2L+1)(2L'+1)(2\lambda_i+1)(2\lambda_f+1)} \rho_{q_i}^{\lambda_i}(I_i) (\gamma(EL) + \tau\gamma(ML)) \\ &* \sum_{m_i, m_i', m_f, m_f'} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ m_f & M-m_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_f & L' & I_i \\ m_f' & M'-m_i' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ M-M' & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \lambda_i \\ -m_i' & m_i & q_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_f & I_f & \lambda_f \\ -m_f' & m_f & q_f \end{pmatrix} \\ &* (\gamma^*(EL') + \tau'\gamma^*(ML')) D_{q, \mu}^{\lambda*}(e_z \rightarrow k) \begin{pmatrix} L & L' & \Lambda \\ \tau - \tau' & \mu \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Operando en la expresión anterior, teniendo en cuenta el álgebra de Racah y la definición de los símbolos  $3j, 6j$  y  $9j$ , resulta (Rose):

$$\begin{aligned} \langle \tau | \rho_{q_f}^{\lambda_f}(I_f, p) | \tau' \rangle &= \frac{d\Omega}{8\pi\lambda_\gamma} \sum_{\lambda_i, \lambda_f, L, L'} (2\lambda+1)(2I_i+1)(-1)^{L'+\lambda_f-q_i+\tau'} \\ &* \sqrt{(2L+1)(2L'+1)(2\lambda_i+1)(2\lambda_f+1)} \rho_{q_i}^{\lambda_i}(I_i) (\gamma(EL) + \tau\gamma(ML)) \\ &* (\gamma^*(EL') + \tau'\gamma^*(ML')) D_{q, \mu}^{\lambda*}(e_z \rightarrow k) \begin{pmatrix} L & L' & \Lambda \\ \tau - \tau' & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_f & \lambda & \lambda_i \\ q_f & q - q_i \end{pmatrix} D_{q, \mu}^{\lambda*}(e_z \rightarrow k) * \begin{Bmatrix} I_f & L & I_i \\ I_f & L' & I_i \\ \lambda_f & \lambda & \lambda_i \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

Se definen los coeficientes 'F' como:

$$F_{\lambda}^{\lambda_i \lambda_0} = (-1)^{L' + \lambda_i + \lambda_0 + 1} \sqrt{(2I_0 + 1)(2I_1 + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2\lambda_0 + 1)(2\lambda_1 + 1)(2\lambda + 1)}$$

$$* \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} I_1 & L & I_0 \\ I_1 & L' & I_0 \\ \lambda_1 & \lambda & \lambda_0 \end{pmatrix}$$

Y la expresión final por tanto será:

$$\langle \tau | \rho_{q_f}^{\lambda_f}(I_f, p) | \tau' \rangle = \frac{d\Omega}{8\pi\lambda_\gamma} \sum_{\lambda_i, \lambda, q_i, q_f, L, L'} (2\lambda + 1)^{1/2} (-1)^{\lambda_i - q_i} \left( \frac{2I_i + 1}{2I_f + 1} \right)^{1/2}$$

$$* \begin{pmatrix} \lambda_f & \lambda & \lambda_i \\ q_f & q - q_i & \end{pmatrix} \rho_{q_i}^{\lambda}(I_i) D_{q\mu}^{\lambda*}(e_z \rightarrow k) (\gamma(EL) + \tau\gamma(ML)) (\gamma^*(EL') + \tau'\gamma^*(ML'))$$

$$* \frac{\begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ \tau - \tau' & \mu & \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\lambda}^{\lambda_f \lambda_i}(L, L', I_f, I_i)$$

Esta será la expresión general para calcular la distribución angular de la radiación y las correlaciones angulares.

La probabilidad de emisión de un fotón en un determinado ángulo sólido con polarización  $\tau$  y momento ' $p$ ' puede calcularse a partir del elemento de matriz del tensor de orden '0' (al no haber observación directa sobre los estados), sumando sobre todas las posibles proyecciones del estado final:

$$\langle \tau I \rho_0^0(I_f, p) I \tau \rangle (2I_f + 1)^{1/2}$$

Veamos, a partir de la expresión anterior cual es la distribución angular de la radiación

---

emitida por diversas clases de fuentes.

## 1.6 Distribución angular de la radiación gamma

Suponiendo que la radiación gamma es emitida por una fuente representada por la matriz densidad  $\rho(I_i)$ , que deja al núcleo en el estado  $I_f$  y que el detector utilizado se caracteriza por una matriz de eficiencias  $\varepsilon(Q)$ , en ese caso, la probabilidad de detección de un fotón gamma será:

$$W(kQ) = \sum_{\tau\tau'} \langle \tau | \rho_0^0(I_f) | \tau' \rangle \varepsilon(Q) | \tau \rangle (2I_f + 1)^{1/2}$$

Si la medida se restringe a la detección de radiación circularmente polarizada,  $\tau=\tau'$ ,  $\mu=0$ , la distribución angular de la radiación polarizada circularmente será:

$$W(\theta, \phi; \tau) = \frac{d\Omega}{4\sqrt{\pi} \lambda_\gamma} \sum_{\lambda q L L'} \tau^\lambda \tau^{L+L'} \left( \frac{2I_i + 1}{2I_f + 1} \right)^{1/2} \rho_q^\lambda(I_i) F_\lambda(L L' I_f I_i)$$

$$* [\gamma(EL) + \tau\gamma(ML)] [\gamma^*(EL) + \tau\gamma^*(ML)] Y_{\lambda q}^*(\theta, \phi)$$

el campo de radiación emitido será axialmente simétrico respecto al eje del detector. Si los estados nucleares están definidos con una paridad determinada (la paridad es un buen número cuántico) se verificará:

$$W(\theta, \phi; \tau) = \frac{d\Omega}{4\sqrt{\pi} \lambda_\gamma} (2I_i + 1)^{1/2} \sum_{\lambda q L \pi L' \pi'} \tau^\lambda \rho_q^\lambda(I_i) (2\lambda + 1)^{-1/2} F_\lambda(L L' I_f I_i)$$

$$* \gamma(\pi L) \gamma^*(\pi' L') Y_{\lambda q}^*(\theta, \phi)$$


---

Los coeficientes de la correlación angular se definen como:

$$A_{\lambda}(\gamma) = \frac{\sum_{LL'\pi\pi'} F_{\lambda}(LL' I_f I_i) \gamma(\pi L) \gamma^*(\pi' L')}{\sum_{L\pi} \gamma(\pi L)^2}$$

donde se ha utilizado la normalización  $A_0(\gamma)=1$ .

La razón de mezcla multipolar  $\delta^2(\gamma)$ , se define como:

$$\delta^2(\gamma) = \gamma(\pi', L+1)/\gamma(\pi, L)$$

De acuerdo a la definición anterior, los coeficientes de la distribución serán:

$$A_{\lambda}(\gamma) = \frac{F_{\lambda}(LL I_f I_i) + 2\delta(\gamma) F_{\lambda}(LL+1 I_f I_i) + \delta^2(\gamma) F_{\lambda}(L+1 L+1 I_f I_i)}{1 + \delta^2(\gamma)}$$

## 1.7 Correlación angular entre radiaciones gamma

Se tratará ahora el fenómeno de la correlación angular entre fotones emitidos por un núcleo durante el proceso de desexcitación. Hasta ahora se ha calculado el tensor estadístico  $\rho^{\lambda_1}_{q_1}(I_1, p_1)$  resultante de la emisión del primer fotón en la dirección  $p_1$  dentro del ángulo sólido  $d\Omega_1$ . Si el nuevo estado nuclear está también excitado, podrá decaer a otro de energía inferior mediante una nueva emisión fotónica. El estado inicial de la muestra vendrá descrito por el tensor anterior y dará lugar, tras la emisión del cuanto en la dirección  $p_2$ , al tensor  $\rho^{\lambda_2}_{q_2}(I_2, p_1 p_2)$ . Ahora el tensor deberá ser representado mediante una matriz 4\*4 de la siguiente manera:

$$\langle \tau_1 \tau_2 I \rho^{\lambda_2}_{q_2}(I_2, p_1, p_2) I \tau'_1 \tau'_2 \rangle = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{64 \pi^2 \lambda_{\gamma_1} \lambda_{\gamma_2}} \left( \frac{2I_0+1}{2I_2+1} \right)^{1/2}$$

$$\begin{aligned}
 & * \sum_{\lambda_0 q_0 \lambda_1 q_1 L_1 \pi_1 L'_1 \pi'_1 L_2 \pi_2 L'_2 \pi'_2 \Lambda_1 Q_1 \Lambda_2 Q_2} (-1)^{\lambda_0 + \lambda_1 - q_0 - q_1} [(2\Lambda_1 + 1)(2\Lambda_2 + 1)]^{1/2} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \Lambda_1 & \lambda_0 \\ q_1 & Q_1 & q_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_2 & \Lambda_2 & \lambda_1 \\ q_2 & Q_2 & q_1 \end{pmatrix} \\
 & * \rho_{q_0}^{\lambda_0}(I_0) D_{Q_1 \mu_1}^{\Lambda_1*}(\mathbf{e}_z \rightarrow \mathbf{k}_1) D_{Q_2 \mu_2}^{\Lambda_2*}(\mathbf{e}_z \rightarrow \mathbf{k}_2) [\gamma(\text{EL}_1) + \tau_1 \gamma(\text{ML}_1)] [\gamma^*(\text{EL}'_1) + \tau'_1 \gamma^*(\text{ML}'_1)] \\
 & * [\gamma(\text{EL}_2) + \tau_2 \gamma(\text{ML}_2)] [\gamma^*(\text{EL}'_2) + \tau'_2 \gamma^*(\text{ML}'_2)] \frac{\begin{pmatrix} L_1 & L'_1 & \Lambda_1 \\ \tau_1 & \tau'_1 & \mu_1 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L_1 & L'_1 & \Lambda_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\Lambda_1}^{\lambda_1 \lambda_0}(L_1 L'_1 I_1 I_0) \\
 & * \frac{\begin{pmatrix} L_2 & L'_2 & \Lambda_2 \\ \tau_2 & \tau'_2 & \mu_2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L_2 & L'_2 & \Lambda_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\Lambda_2}^{\lambda_2 \lambda_1}(L_2 L'_2 I_2 I_1)
 \end{aligned}$$

La expresión correspondiente para el caso más habitual, aquel en el que la muestra objeto de estudio se encuentre a temperatura ambiente y con un valor medio del momento angular nulo (no orientada), se describe mediante el tensor estadístico :

$$\rho_{q_2}^{\Lambda_2} = \rho_0^0(I_0) = \frac{1}{(2I_0 + 1)^{1/2}}$$

### 1.7.1 Correlación angular con fuentes no orientadas.

A temperatura ambiente y en ausencia de campos exteriores, las fuentes no tendrán los espines orientados y pueden ser descritas por medio del tensor estadístico de orden '0':

$$\rho_0^0(I_0) = \frac{1}{(2I_0 + 1)^{1/2}}$$

Los elementos de matriz del operador  $\rho_0^0(I_1, I_2, p_1, p_2)$ , en la base de los estados posibles



de polarización, representan la probabilidad de obtención de los valores dados (elementos de la diagonal) y las coherencias (elementos fuera de la diagonal) serán:

$$\begin{aligned}
 < \tau_1 \tau_2 I \rho_0^0(I_2, p_1, p_2) I \tau'_1 \tau'_2 > = \\
 & \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{16\pi^2 \lambda_{\gamma_1} \lambda_{\gamma_2}} (2I_2 + 1)^{-1/2} \Sigma (-1)^{\lambda - q + L_1 - L'_1} \rho_{q_0}^{\lambda_0}(I_0) D_{Q_{\mu_1}}^{\Lambda*}(e_z \rightarrow k_1) D_{-Q_{\mu_2}}^{\Lambda*}(e_z \rightarrow k_2) \\
 & * (\gamma(EL_1) + \tau_1 \gamma(ML_1)) (\gamma^*(EL'_1) + \tau'_1 \gamma(ML'_1)) (\gamma(EL_2) + \tau_2 \gamma(ML_2)) \\
 & * (\gamma^*(EL'_2) + \tau'_2 \gamma^*(ML'_2)) \frac{\begin{pmatrix} L_1 & L'_1 & \Lambda_1 \\ \tau_1 - \tau'_1 & \mu_1 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L_1 & L'_1 & \Lambda_1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\Lambda}(L_1 L'_1 I_0 I_1) \frac{\begin{pmatrix} L_2 & L'_2 & \Lambda_2 \\ \tau_2 - \tau'_2 & \mu_2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L_2 & L'_2 & \Lambda_2 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\Lambda}(L_2 L'_2 I_2 I_1)
 \end{aligned}$$

La función general de correlación para dos fotones emitidos consecutivamente por una fuente no orientada será:

$$W(k_1 Q_1, k_2 Q_2) = \sum_{\tau_1 \tau_2 \tau'_1 \tau'_2} < \tau_1 \tau_2 I \rho_0^0(I_2, p_1, p_2) I \tau'_1 \tau'_2 > (2I_2 + 1)^{1/2} < \tau'_1 I \varepsilon(Q_1) I \tau'_1 > < \tau'_2 I \varepsilon(Q_2) I \tau'_2 >$$

Mediante las expresiones anteriores se puede factorizar la función de correlación de la siguiente manera:

$$W(k_1 Q_1, k_2 Q_2) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{64\pi^2} \sum_{\lambda \mu_1 \mu_2} (-1)^{\lambda + \mu_1} B_{\lambda \mu_1}(\gamma_1, Q_1) A_{\lambda \mu_2}(\gamma_2, Q_2) D_{-\mu_1 \mu_2}^{\lambda*}$$

donde:

$$\begin{aligned}
B_{\lambda\mu_1}(\gamma_1, Q_1) &= \frac{1}{\lambda_{\gamma_1}} \sum_{\tau_1 \tau'_1 L_1 L'_1} (-1)^{L_1+L'_1} (\gamma(EL_1) + \tau_1 \gamma(ML_1)) (\gamma(EL'_1) + \tau'_1 \gamma^*(ML'_1)) \\
&\quad * \frac{\begin{pmatrix} L_1 & L'_1 & \lambda \\ \tau_1 - \tau'_1 & \mu_1 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L_1 & L'_1 & \lambda \\ 1-1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\lambda}(L_1 L'_1 I_0 I_1) < \tau'_1 I_{\mathcal{E}}(Q_1) I_{\tau_1} > \\
A_{\lambda\mu_2}(\gamma_2, Q_2) &= \frac{1}{\lambda_{\gamma_2}} \sum_{\tau_2 \tau'_2 L_2 L'_2} (\gamma(EL_2) + \tau_2 \gamma(ML_2)) (\gamma^*(EL'_2) + \tau'_2 \gamma^*(ML'_2)) \\
&\quad * \frac{\begin{pmatrix} L_2 & L'_2 & \lambda \\ \tau_2 - \tau'_2 & \mu_2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L_2 & L'_2 & \lambda \\ 1-1 & 0 \end{pmatrix}} F_{\lambda}(L_2 L'_2 I_2 I_1) < \tau'_2 I_{\mathcal{E}}(Q_2) I_{\tau_2} >
\end{aligned}$$

La correlación direccional y de polarización circular vendrá descrita ahora por:

$$W(k_1 \tau_1, k_2 \tau_2) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{64 \pi^2} \sum_{\lambda} (-\tau_1 \tau_2)^{\lambda} B_{\lambda}(\gamma_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos \theta)$$

donde el coeficiente de orientación de la radiación  $B_{\lambda}(\gamma_1)$  se define como:

$$B_{\lambda}(\gamma_1) = \sum_{L_1 L'_1 \pi_1 \pi'_1} (-1)^{L_1+L'_1} \gamma(\pi_1 L_1) \gamma^*(\pi'_1 L'_1) F_{\lambda}(L_1 L'_1 I_0 I_1) / \sum_{L_1 \pi_1} \left| \gamma(\pi_1 L_1) \right|^2$$

y  $A_{\lambda}(\gamma_2)$  es el coeficiente de distribución angular del segundo fotón gamma ya definido anteriormente:

$$A_{\lambda}(\gamma_2) = \sum_{L_2 L'_2 \pi_2 \pi'_2} \gamma(\pi_2 L_2) \gamma^*(\pi'_2 L'_2) F_{\lambda}(L_2 L'_2 I_f I_1) / \sum_{L_2 \pi_{21}} \left| \gamma(\pi_2 L_2) \right|^2$$

Si no se observa la polarización de al menos uno de los rayos gamma, se simplifica la función de correlación direccional de la siguiente manera:

---

$$W(\theta) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{16\pi^2} \sum_{\lambda=\text{par}} B_\lambda(\gamma_1) A_\lambda(\gamma_2) P_\lambda(\cos\theta)$$

La observación de la polarización lineal requiere de la introducción de las matrices de eficiencia apropiadas, como ya se describió anteriormente. En la mayoría de las ocasiones será suficiente con observar la distribución angular de las radiaciones para obtener la razón de mezcla. Sin embargo, esas medidas son incapaces de determinar la paridad de los niveles, de tal manera que no se podrá decidir entre el carácter eléctrico o magnético de la transición que transporte un momento angular dado. Las medidas en las que se detecte la polarización sí que podrían determinarlo, a costa de complicar el dispositivo experimental. En muchas ocasiones, otras medidas, como por ejemplo, de los electrones de conversión, también serán capaces de permitir que se conozca la paridad de la transición. Por lo general, el conocimiento previo de varios parámetros nucleares será indispensable para obtener las razones de mezcla. La correlación angular entre fotones conectados en la misma cascada de desexcitación, pero indirectamente, a través de otro u otros fotones intermedios, también puede obtenerse a partir de las fórmulas anteriores. En este caso, una vez desarrolladas las expresiones, la distribución será:

$$W(\theta) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{16\pi^2} \sum_{\lambda=\text{par}} B_\lambda(\gamma_1) U_\lambda(\gamma_2) A_\lambda(\gamma_3) P_\lambda(\cos\theta)$$

donde:

$$U_\lambda(\gamma) = \sum_{L\pi} U_\lambda(I_i I_f L) \gamma(\pi L)^2 / \sum_{L\pi} \gamma(\pi L)^2$$

y

$$U_\lambda(I_i I_f L) = (-1)^{I_i + I_f + \lambda + L} ((2 I_i + 1)(2 I_f + 1))^{1/2}$$

recibe el nombre de parámetro de reorientación. La expresión contendrá un factor de este tipo por cada uno de los procesos de desexcitación necesarios hasta alcanzar el nivel desde el que se emite el fotón con el que se establece la correlación.

---

En la mayoría de las transiciones gamma habrá pocas posibilidades de encontrar gran número de multipolaridades, siendo, en general, casi todas, de tipo M1+E2 ó E1+M2. En el segundo de los casos, y casi sin excepción, las transiciones E1 son mucho más probables que las de tipo M2, mientras que en las del primer tipo ocurre, muy frecuentemente, que las de tipo E2 son más probables que las M1. De hecho, las transiciones de tipo M1 están completamente prohibidas, según las versiones más simples de los modelos de vibración y de rotación, si bien puede llegar a haber contribución M1 bastante grande. Los modelos de rotación y vibración más sofisticados son capaces de predecirlo. La razón fundamental de este fenómeno estriba en que el efecto de la estructura nuclear, por medio de su elemento de matriz, domina sobre los coeficientes ligados al momento angular en el cálculo de las probabilidades de transición. Por todo ello, el conocimiento de la razón de mezcla entre estos dos tipos de transición es muy valioso para examinar las predicciones de los diversos modelos nucleares.

Hay varias definiciones de la razón de mezcla de multipolaridades, (Biedern L.C. y M.E. Rose, 1953, Rose H.J. y D.M. Brink, 1967, Krane K.S. y R.M. Steffen, 1970), que difieren entre sí en la convención del signo. Por un lado, hasta ahora sólo se ha definido  $\delta^2$ , dejando sin resolver el problema de elección de signo positivo o negativo de la raíz  $\delta$ . En la actualidad sólo se utiliza la convención de Krane y Steffen (1970), que consiste en definir  $\delta$  de la siguiente manera:

$$\delta(E2/M1, j_1 \rightarrow j_1) = \frac{\sqrt{3}}{10} \frac{E\gamma}{hc} \left[ \frac{\langle j_2 \| M(\pi L) \| j_1 \rangle}{\langle j_2 \| M(\pi L) \| j_1 \rangle} \right]$$

lo cual implica la adopción de la solución positiva de la raíz cuadrada. Con esta convención, los parámetros de la correlación direccional, serán:

$$A_K(L_1 L'_1 I_i I) = \frac{F_K(L_1 L_1 I_i I) - 2\delta_i(\gamma_i) F_K(L_1 L'_1 I_i I) + \delta_i^2(\gamma_i) F_K(L'_1 L'_1 I_i I)}{1 + \delta_i^2(\gamma_i)}$$

y

$$A_K(L_2 L'_2 I_f I) = \frac{F_K(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta_2(\gamma_2) F_K(L_2 L'_2 I_f I) + \delta_2^2(\gamma_2) F_K(L'_2 L'_2 I_{fi} I)}{1 + \delta_2^2(\gamma_2)}$$

donde se aprecia la asimetría entre los dos coeficientes debido al diferente signo con el que aparece el término lineal en  $\delta$ , dependiendo de si es el primero o segundo en ser emitido. En lo que sigue, no se atenderá a ninguna otra definición que no sea la de Krane y Steffen.

El cálculo de  $\delta$ , dependiendo del modelo nuclear utilizado, puede ser extraordinariamente complejo. Es posible, de forma sencilla, obtener un patrón de comportamiento en algunos de ellos. Así, en el modelo de capas, las transiciones de tipo M1 son mucho más probables que E2, dominando la dependencia con el momento angular sobre el modelo nuclear e invalidándolo para el cálculo de la razón de mezcla en muchas ocasiones, según se afirmó en el párrafo anterior. El modelo de rotación es independiente de la forma nuclear, siendo válido para núcleos fuertemente asimétricos o axialmente simétricos. Los valores experimentales suelen ser intermedios entre los predichos por el modelo de capas y éste. Las predicciones de transiciones E0 son particularmente malas. El modelo de rotación-vibración, mediante cálculo de perturbaciones, mejora considerablemente las predicciones de los modelos anteriores, si bien necesita de un considerable número de parámetros presentes en el Hamiltoniano, que deberán ser ajustados, muy frecuentemente, por medio de medidas adecuadas. Respecto a los modelos microscópicos, es aún más complicado llevar a cabo los cálculos, tanto más cuanto más pesado sea el núcleo. Los modelos PPQ (Pairing Plus Quadrupole) RPA (Random Phase Approximation) muestran desigual fortuna en el cálculo de las razones de mezcla, habiendo, en algunos casos, diferencias entre los valores medidos y los predichos de hasta un orden de magnitud (Bès D.R. y R.A. Sorensen, 1969).

La distribución angular entre los fotones emitidos es sensible a los campos exteriores, que pueden atenuar considerablemente la anisotropía. La correlación angular

---

será observable si las poblaciones de los diferentes subniveles del nivel intermedio son distintas, pero la interacción con campos exteriores modificará la población, tanto más cuanto mayor sea el tiempo de permanencia del núcleo en ese estado.

Por lo general, el tiempo de vida medio de los niveles excitados es tan corto que las interacciones de los campos presentes, sobre todo el creado por los electrones del átomo del que forma parte el núcleo o el resto de átomos de la muestra, no van a modificar apenas la relación. Pero si el tiempo de vida media supera  $10^{-10}$  segundos deben tomarse precauciones y calcular los coeficientes de atenuación. Es frecuente que los primeros niveles excitados de la banda de rotación de ciertos nucleidos tengan vidas medias del orden de 1 ns. , como se verá a lo largo del texto. Los campos perturbativos pueden ser campos magnéticos y eléctricos estáticos, que obligarán a la precesión del núcleo alrededor de un eje, o campos variables en el tiempo. La complejidad del fenómeno, sin embargo, da lugar a que, en la mayoría de los casos, el efecto final sobre la función de correlación sea la disminución de los valores de sus coeficientes al ser multiplicados por sendos factores inferiores a 1. Estos factores pueden ser calculados si se llega a conocer la magnitud del campo exterior o bien evaluados en medidas de correlación angular, tal como se hará en el capítulo 4. La condición para que ésa sea la nueva distribución angular es que las interacciones no deben dar lugar a la existencia de un eje privilegiado en la muestra de medida, lo cual se cumplirá mientras no haya campos de perturbación creados por fuentes exteriores a la propia muestra.

El objetivo de esta memoria se ha enfocado en dos direcciones: por una parte, para el Laboratorio Nacional de Metrología, es de gran interés evaluar la trascendencia de la correlación angular entre transiciones gamma. Siempre se ha reconocido la necesidad de precisión en las correcciones por coincidencia-suma y se ha despreciado el efecto de la correlación angular en tales correcciones, al estimar que su influencia es mínima en casi todos los casos. El trabajo descrito en el próximo capítulo evalúa mediante el cálculo y la simulación de los detectores más utilizados en los laboratorios de espectrometría gamma la magnitud de esta corrección para algunos nucleidos seleccionados entre los más habituales en esos mismos laboratorios. Por otra parte, la medida y evaluación de datos y parámetros

atómicos y nucleares es también una actividad en la que están involucrados muchos laboratorios de metrología, siendo determinante en muchos procesos de calibración su conocimiento preciso. A lo largo del capítulo 3 se describirá el dispositivo experimental desarrollado en el laboratorio para las medidas de correlación direccional, las medidas de comprobación de alineamiento, impurezas, etc, así como los cálculos y correcciones que deben aplicarse. En los capítulos 4 ,5 y 6 se detallan los resultados obtenidos en el análisis de la correlación direccional en dos radionucleidos,  $^{125}\text{Sb}$  y  $^{152}\text{Eu}$ , respectivamente. Ambos tienen gran importancia en los laboratorios de espectrometría gamma. Las primeras experiencias se llevaron a cabo con  $^{125}\text{Sb}$ , radionucleido más sencillo de analizar al tener pocas líneas gamma de desexcitación. En cuanto al nucleido  $^{152}\text{Eu}$ , éste se desintegra por dos vías distintas y contiene un elevado número de transiciones, siendo ya necesario aplicar correcciones por muchos efectos que se describirán a lo largo del capítulo. En muchas de las transiciones de interés se podrá calcular la razón de mezcla de las transiciones gamma. En otros casos, si la razón de mezcla es conocida, las medidas de correlación permiten evaluar el espín de alguno de los estados excitados. Ambos ejemplos se expondrán en la discusión presente a lo largo de esos dos capítulos.

## **2 ESTUDIO DE LA CORRELACIÓN ANGULAR EN LAS CORRECCIONES POR SUMA EN COINCIDENCIA EN ESPECTROMETRÍA GAMMA.**

### **2.1 Introducción**

En la práctica de la espectrometría gamma sucede frecuentemente que, obteniendo el espectro de una muestra emisora de fotones, si dos o más de éstos son emitidos casi simultáneamente y se dirigen ambos hacia el detector e interaccionan con él de alguna manera, darán lugar a un impulso eléctrico que será aproximadamente igual a la suma de los que habrían originado cada uno de ellos aisladamente. Esta señal será registrada y almacenada en el canal correspondiente del analizador multicanal, dependiendo del tamaño de su voltaje. Como resultado del proceso, el equipo habrá contado un solo pulso cuando, en realidad, la señal se ha generado por dos o más. Fenómenos como el descrito se conocen normalmente como "coincidencias", y se clasifican en dos tipos: coincidencias accidentales y coincidencias-suma. Por definición, las coincidencias accidentales son las producidas por dos o más fotones que provienen de desintegraciones de núcleos distintos que se han desexcitado en un intervalo temporal inferior al del tiempo de resolución del detector y de la cadena electrónica asociada. Por el contrario, en las coincidencias-suma, los fotones coincidentes se originan en la desexcitación del mismo núcleo mediante la emisión de dos o más de aquéllos consecutivamente y en un intervalo temporal inferior al del tiempo de resolución de la cadena espectrométrica. Se tratarán casi exclusivamente estas últimas a lo largo de todo el texto.

El fenómeno de coincidencia-suma se presentará, por tanto, con todos aquellos radionucleidos emisores de dos o más fotones en cascada, siempre que lleguen al detector al menos dos de ellos e interaccionen con él dentro de un intervalo temporal inferior al del tiempo de resolución del sistema. El proceso dará lugar a una señal cuyo voltaje será próximo a la suma de los producidos por cada uno de los fotones individualmente. En particular, el conjunto de sucesos en los que dos fotones emitidos consecutivamente en la



desexcitación de un núcleo, y sólo ellos, interaccionan por efecto fotoeléctrico con el detector, creará en el espectro un pico de absorción total correspondiente a una energía suma de las dos involucradas. Es absolutamente necesario tener en cuenta esta posibilidad y averiguar si cada pico presente en el espectro pertenece al grupo de fotones de la energía correspondiente emitidos por la muestra o, por el contrario, es creado por la coincidencia-suma. El procedimiento usual para comprobarlo consiste en obtener el espectro de la muestra radiactiva a varias distancias a lo largo del eje del detector. El número de registros en cada pico disminuye aproximadamente de forma lineal con el ángulo sólido, mientras que el pico suma, resultado de sucesos con dos fotones, lo hará con su valor al cuadrado. El efecto de coincidencia-suma, por tanto, será más probable cuanto mayor sea la eficiencia intrínseca total del espectrómetro y más cerca se encuentre éste de la muestra emisora, es decir, cuanto mayor sea la eficiencia geométrica, por lo que, en síntesis, se incrementa con la eficiencia absoluta, siendo independiente de la tasa de emisión. La evaluación cuantitativa de este fenómeno es fundamental para la calibración en eficiencias de cualquier dispositivo de espectrometría gamma. Procesos de coincidencias que involucren tres o más fotones también serán posibles, aunque con probabilidades mucho menores y generalmente serán despreciables, correspondiendo a correcciones de un orden superior, que podrían llegar a tener importancia en medidas realizadas con muestras muy cercanas al detector y que emitan fotones con energías para las que la eficiencia sea alta.

## **2.2 Cálculo de las correcciones para un esquema de decaimiento simple.**

Supongamos una fuente puntual formada por núcleos que decaen por desintegración  $\beta^-$  a un estado excitado del hijo, con la emisión subsiguiente de dos fotones gamma en cascada de energías  $E_1$  y  $E_2$ , tal como puede verse en la Figura 2.1 . Con objeto de simplificar el análisis, se supondrá que los espines nucleares no están orientados, las transiciones electromagnéticas no están convertidas, los electrones emitidos son absorbidos antes de llegar al detector y que la radiación de frenado es despreciable. Así mismo, se supondrá que no hay correlación angular entre los fotones emitidos y que la tasa de emisión es tan baja que se puede hacer caso omiso de las coincidencias accidentales.

En estas condiciones, y si no se tuvieran en cuenta el fenómeno de coincidencia-suma ni los fenómenos asociados al tiempo muerto del sistema, el número de impulsos registrados en el pico de absorción total de los fotones de energía  $E_1$  del espectro sería:

$$n_{10} = A p_1 \varepsilon_1$$

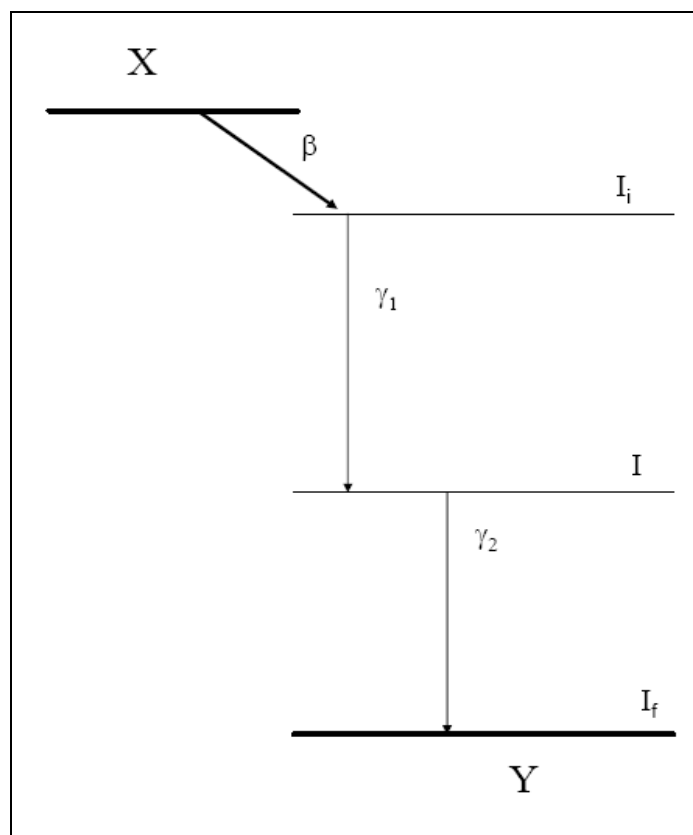
donde:

$n_{10}$  = número de fotones registrados en el pico de absorción total de energía  $E_1$ .

$A$  = número de desintegraciones esperadas durante el tiempo de medida.  
Se calcula mediante el producto de la actividad nominal de la muestra en el momento de la medida por el tiempo que dura la misma, corregido por el decaimiento durante ese tiempo.

$p_1$  = probabilidad de emisión de  $\gamma_1$ .

$\varepsilon_1$  = eficiencia de detección del pico de absorción total de energía  $E_1$ .



**Figura 2.1. Emisión de dos fotones gamma en cascada**

Sin embargo, si ambos fotones se emiten dentro de un intervalo temporal inferior al del tiempo de resolución del sistema, el número de registros en el pico de absorción total disminuirá, debido a la coincidencia-suma. La expresión anterior se modificará de la siguiente manera (Debertin y col., 1988):

$$n_1 = A p_1 \epsilon_1 - A p_1 \epsilon_1 \epsilon_{t2} = A p_1 \epsilon_1 (1 - \epsilon_{t2})$$

donde:

$n_1$ = número de cuentas en el fotopico de energía  $E_1$ .

$\epsilon_{t2}$ = eficiencia de detección total de los fotones de energía  $E_2$ .

El resto de los factores tienen el mismo significado que el definido en la expresión anterior a ésta.

A partir de las dos relaciones anteriores se deduce el factor de corrección necesario para computar el número de fotones que han depositado toda su energía  $E_1$  en el detector:

$$C_1 = \frac{n_{10}}{n_1} = \frac{1}{1 - \epsilon_{t2}}$$

Análogamente se calcularía el factor de corrección  $C_2$  para los fotones emitidos con energía  $E_2$  sin más que sustituir  $\epsilon_{t2}$  por  $\epsilon_{t1}$  en la expresión anterior:

$$C_2 = \frac{n_{20}}{n_2} = \frac{1}{1 - \epsilon_{t1}}$$

### 2.3 Cálculo de las correcciones para un esquema de decaimiento complejo.

En el caso de un esquema de desexcitación más complejo, que incluya gran número de transiciones, para calcular el factor de corrección se deben tener en cuenta todos los fenómenos de coincidencias entre radiaciones que provoquen alguna modificación, sea disminución o aumento, del número de registros en cada fotopico. Tales pueden ser: el

fenómeno de conversión interna, la emisión de electrones Auger, ambos casos, además, acompañados de la emisión de rayos X generados en la desexcitación de los electrones atómicos y coincidentes con los fotones gamma, etc. El aumento indeseable del número de sucesos registrados en el fotopico se produce generalmente cuando la suma de las energías de dos fotones emitidos en cascada y detectados en coincidencia y por interacción fotoeléctrica es igual a la del fotón cuyo pico se está analizando. Este fenómeno puede llegar a ser importante en algunos casos, aunque es menos probable que el ya mencionado de la disminución de registros.

Varios autores (Debertin y Schötzig (1979), Andreev y col. (1972), McCallun and Coote(1975) han llevado a cabo la evaluación de los factores de corrección por coincidencia suma para diversos nucleidos y en determinadas geometrías de amplio uso. La generalización de la expresión deducida en el apartado anterior para un nucleido con un gran número de transiciones en cascada producirá una expresión del tipo:

$$C = \frac{I}{(I - \sum_i c_i \varepsilon_{\gamma i})}$$

donde  $\varepsilon_{\gamma i}$  es la eficiencia de detección total para el i-ésimo rayo  $\gamma$  emitido en coincidencia con la transición cuyo coeficiente de corrección se calcula y cada uno de los  $c_i$  es el parámetro que depende de la probabilidad de emisión de ese i-ésimo rayo  $\gamma$ .

De todas formas, ésta tampoco puede ser la expresión completa, ya que no tiene en cuenta la posibilidad de coincidencias triples en los fenómenos de “*summing-in*”, es decir, en aquellos casos en los que, según el esquema de desexcitación, es posible que una de las dos transiciones, en vez de emitir un fotón desde el estado inicial al final de la transición, lo haga emitiendo dos consecutivamente, cuya suma de energías será igual a la de la transición que se estudia y deja el núcleo en el mismo estado. En este caso, la expresión de la corrección incluye sumandos dependientes de productos de dos eficiencias y es complicada, por lo que dependerá del caso concreto estudiado. Una expresión compleja y general de las correcciones puede verse en Morel y col. (1984)

En el caso de nucleidos con esquemas complejos de desexcitación, los factores de corrección serán expresiones polinómicas fraccionarias que contienen los coeficientes que

tienen en cuenta los diferentes procesos que dan lugar al fenómeno de coincidencia suma entre diversos rayos  $\gamma$  de la misma cascada.

## 2.4 Efectos de la correlación angular

El fenómeno de la correlación angular cambia el factor de corrección por coincidencia-suma debido a que las direcciones de dos fotones cualesquiera emitidos en la misma cascada de desexcitación nuclear mantienen entre sí alguna relación angular fruto de la correlación existente entre ellos. Este fenómeno provocará que la distribución angular del segundo fotón respecto al primero no sea isótropa y alterará, por tanto, la probabilidad de que los dos fotones incidan en el detector, modificando la tasa de eventos coincidentes y la corrección por coincidencia-suma.

El efecto de las correlaciones angulares direccionales en núcleos no orientados que se desexcitan mediante la emisión de dos o más transiciones  $\gamma$  en cascada sólo se podrá apreciar si previamente se selecciona un eje de referencia para la detección de un rayo  $\gamma$  (escogiendo una geometría fuente-detector determinada) y se observan simultáneamente otros rayos  $\gamma$  pertenecientes a la misma cascada. Bajo estas mismas condiciones es como se muestran los efectos de coincidencia-suma con un solo detector, lo que correspondería, en el caso de un detector ideal sin dimensiones espaciales, al análisis de la correlación bajo un ángulo de  $0^\circ$  entre ambos fotones

Sea, al igual que antes, un núcleo que se desexcita mediante la emisión de dos rayos  $\gamma$  en cascada desde un nivel inicial de espín total  $I_i$  hasta un nivel final  $I_f$  a través de un nivel intermedio de espín  $I$  (ver Figura 2.1). Por simplicidad de análisis se supondrá que las dos transiciones  $\gamma$  son puras, con órdenes multipolares  $L_1$  y  $L_2$ , respectivamente. La función de correlación direccional entre ambos fotones está descrita por la expresión:

$$W(K_1, K_2) = W(\theta) = \sum_{K \text{ par}}^{K_{\max}} A_{KK} P_K(\cos \theta)$$

donde:

- $K_1, K_2$ : direcciones de los rayos  $\gamma$  primario y secundario, respectivamente.  
 $\Theta$ : ángulo formado por las direcciones  $K_1$  y  $K_2$ .  
 $P_K$ : Polinomio de Legendre de orden  $K$ .  
 $K_{\max}$ :  $\min [2I, 2L_1, 2L_2]$

Los coeficientes  $A_{KK}$  se evalúan a partir de la expresión (Frauenfelder y col., 1965) :

$$A_{KK} = A_K(L_1 L_1 I_i I) A_K(L_2 L_2 I_f I)$$

2-2

en la que  $A_{KK}$  se obtiene como producto de dos factores  $A_K$  dependientes de los números cuánticos de espín nuclear y momentos angulares de los fotones transportados en cada una de las transiciones  $\gamma$ . Se pueden calcular gracias a la expresión siguiente:

$$A_K(L_1 L_1 I_i I) = F_K(L_1 L_1 I_i I) = (-1)^{I_i + I - 1} (2L + 1) \sqrt{2I + 1} \sqrt{2K + 1} \begin{pmatrix} L & L & K \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L & K \\ I & I & I_i \end{Bmatrix}$$

2-3

En el caso en que ambas transiciones gamma no sean puras y les esté permitido transportar a cada una de ellas diversos valores del momento angular, los coeficientes  $A_{KK}$  se calcularán de la siguiente manera:

$$A_{KK} = A_K(L_1 L'_1 I_i I) A_K(L_2 L'_2 I_f I)$$

2-4

donde  $L_1, L'_1$  y  $L_2, L'_2$  son los órdenes multipolares posibles de las transiciones primaria y secundaria respectivamente. La realidad es que habitualmente sólo será posible tener dos valores del momento angular para cada transición, tal y como ya se ha supuesto implícitamente en la expresión anterior. Incluso si fuera algebraicamente posible algún otro valor, su probabilidad será generalmente muy baja. Las nuevas expresiones para los coeficientes  $A_K$  exigen definir las razones de mezcla de polaridades. De esta manera, si las probabilidades de transición absoluta son:

$$\gamma(\pi L, j_i \rightarrow j_f) = i^{L+\lambda(\pi)} \left[ \frac{8\pi w^{2L+1}(l+1)}{[(2L+1)!!]^2 L(2j_i+1)} \right]^{1/2} < j_j \| M(\pi L) \| j_i >$$

$\delta^2(\gamma)$  se define como la razón de los elementos de matriz nuclear reducidos:

$$\delta^2\left(\frac{\pi L}{\pi' L'}\right) = \frac{(\gamma(\pi L, j_i \rightarrow j_f))^2}{(\gamma(\pi' L', j_i \rightarrow j_f))^2}$$

y representa el cociente entre las tasas de las transiciones de uno y otro tipo (L y L'). La elección del valor de  $\delta$  exige la aceptación de una convención del signo. Hoy día se utiliza prácticamente en exclusiva la convención de Krane y Steffen (1970), consistente en elegir la raíz cuadrada positiva de la expresión anterior, tal como se describió en el capítulo anterior:

$$\delta\left(\frac{\pi L}{\pi' L'}\right) = \frac{\gamma(\pi L, j_i \rightarrow j_f)}{\gamma(\pi' L', j_i \rightarrow j_f)}$$

y donde  $\pi$  es el operador paridad. Este valor no depende de la convención de fase adoptada en las funciones de onda nucleares porque cada una de ellas aparece dos veces, una en el numerador y otra en el denominador. Los coeficientes  $F_K$  se encuentran tabulados en función de los órdenes multipolares de las transiciones y de los espines nucleares de los estados que conecten. Aceptando esta convención, los parámetros  $A_k$  de ambas transiciones serán los siguientes:

$$A_K(L_1 L'_1 I_i I) = \frac{F_K(L_1 L_1 I_i I) - 2\delta_1(\gamma_1) F_K(L_1 L'_1 I_i I) + \delta_1^2(\gamma_1) F_K(L'_1 L'_1 I_i I)}{1 + \delta_1^2(\gamma_1)} \quad 2-5$$

$$A_K(L_2 L'_2 I_f I) = \frac{F_K(L_2 L_2 I_f I) + 2\delta_2(\gamma_2) F_K(L_2 L'_2 I_f I) + \delta_2^2(\gamma_2) F_K(L'_2 L'_2 I_f I)}{1 + \delta_2^2(\gamma_2)} \quad 2-6$$

para la primera y la segunda en producirse, respectivamente. Ambas expresiones serían simétricas si no fuera por la diferencia en el signo del término lineal en  $\delta$ . Este hecho conduce a que el coeficiente  $A_k$  de una transición determinada difiera dependiendo de si es el primero o segundo en emitirse en la cascada que se analice.

Las correlaciones angulares modificarán los factores de corrección por coincidencia-suma dependiendo de la geometría a la que se lleva a cabo la medida y de las características y los números cuánticos de las transiciones involucradas. Volviendo al ejemplo de las dos transiciones en cascada considerado hasta ahora, el factor de corrección se modificaría de la siguiente manera:

$$C = \frac{I}{I - \overline{\epsilon_{\gamma_1 \gamma_2}} w_{12}}$$

donde  $\overline{w_{12}}$  representa el efecto debido a la función de correlación angular  $W(k_1, k_2)$  entre  $\gamma_1$  y  $\gamma_2$ , promediado sobre el ángulo sólido subtendido por el detector.

En el caso de un nucleido con desexcitación compleja, cada par de líneas gamma insertadas en la misma cascada estará afectada por el fenómeno de la correlación angular y los factores de corrección correspondientes deberán ser calculados para poder obtener el factor de corrección global que incluya ambos efectos. Estos factores se pueden incluir en el polinomio algebraico como factores multiplicativos de cada uno de sus coeficientes. El resultado final de la corrección por coincidencia suma para el  $j$ -ésimo rayo gamma será una expresión del tipo:

$$C_j = \frac{I}{I - \sum_i c_i \overline{\epsilon_{i j}} w_{ij}}$$

donde  $\overline{w_{ij}}$  representará el promedio de la anisotropía inducida por la correlación angular entre los rayos " $i$ " y " $j$ ".

---



## **2.5 Cálculo de la corrección**

### **2.5.1 Introducción**

El laboratorio de espectrometría gamma del Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes del CIEMAT realiza, entre otras actividades, la calibración, tanto primaria como secundaria, de disoluciones de radionucleidos emisores gamma. Ello conlleva el cálculo de las correcciones que es necesario aplicar a los valores experimentales de las medidas, incluyendo, entre ellas, las correcciones por coincidencia suma. Sin embargo, no es frecuente, ni en éste, ni en otros laboratorios semejantes, tener en cuenta la correlación angular entre radiaciones consecutivas. Generalmente se supone que su influencia es prácticamente despreciable, excepto para las transiciones entre niveles excitados con alguna secuencia de espines nucleares determinada en las que la correlación es muy acusada, aunque ese tipo de configuraciones, por ejemplo, 0-2-0, no sean muy abundantes ni muy probables. Es aventurado, de todas formas, dar una regla general, ya que las correcciones dependen del esquema de decaimiento de cada radionucleido y del dispositivo experimental utilizado. La ausencia de estimaciones cuantitativas del fenómeno es la razón por la que se ha decidido llevar a cabo los cálculos detallados de la incidencia de la correlación angular con varios isótopos habituales en la calibración de espectrómetros de radiación gamma y para los detectores más utilizados en el laboratorio. La meta será cuantificar el valor de la corrección para diferentes tipos de detectores y distancias fuente-detector. La calibración secundaria de muestras radiactivas por espectrometría gamma es el método de calibración más usado en todos los laboratorios de radiaciones ionizantes. De forma muy general, pero bastante aproximada, este método es capaz de proporcionar incertidumbres en el valor de la actividad de las muestras del orden del 1%, suficiente para muchas aplicaciones, pero relativamente alta si se compara con la obtenida por métodos absolutos. En qué medida influirá sobre el resultado de la calibración el hecho de tener en cuenta o no la correlación angular es el objetivo que se tratará de conocer con detalle.

### 2.5.2 Cálculos

Las fórmulas de corrección por coincidencia-suma para la transición "j" dependen básicamente de las eficiencias totales de detección para los diversos rayos  $\gamma$  "i" de la cascada y del coeficiente  $w_{ij}$  asociado a las dos transiciones conectadas "i" y "j", tal como queda reflejado en la expresión de la corrección. El procedimiento para calcular las correcciones debidas a este fenómeno para cada una de las cascadas posibles ha sido, por riguroso orden, el siguiente:

A) Determinación de las eficiencias de detección fotoeléctrica y total de los detectores utilizados para todos los rayos  $\gamma$  incluidos en las cascadas en que se encuentre la línea gamma cuya corrección se va a calcular. Los detalles de los diversos métodos seguidos están explicados separadamente en cada uno de los apartados dedicados a cada detector utilizado.

B) Obtención de las expresiones que permitan calcular los factores de corrección por efecto de la coincidencia suma. Dependen de las probabilidades de las transiciones nucleares puestas en juego y de las eficiencias de detección de los rayos  $\gamma$ . Para este trabajo estas expresiones han sido tomadas de la referencia (F.J. Schima, D.D. Hoppes, 1983) 1109).

C) Deducción de las expresiones que definen la distribución de la correlación angular. Dependen de las características cuánticas de los estados nucleares involucrados en la cascada y los momentos angulares transportados por la radiación. Fueron calculados de acuerdo a las expresiones 2-1 a 2-6 utilizando los coeficientes  $F_k$ . Para la mayoría de las posibles combinaciones de espines, los valores de  $F_k$  se encuentran tabulados. (Ferentz y col., 1965) .

D) Promedio de esta distribución calculada sobre la geometría en estudio. La integración analítica de la expresión obtenida en el apartado C es imposible. La solución consistirá en evaluar la integral a partir del cálculo por simulación MonteCarlo. Se ha desarrollado un código para obtener el promedio de estos factores de la manera que se describirá posteriormente.

E) Cálculo de los factores de corrección finales utilizando los valores promediados

de correlación angular obtenidos en el paso precedente. Estos serán, finalmente, los factores de corrección por coincidencia suma con efectos de correlación angular. En lo que sigue se detallan cada uno de los pasos mencionados.

### **2.5.3 *Cálculo de eficiencias: Consideraciones generales***

Para poder llevar a cabo el cálculo de las correcciones propuestas es necesario conocer previamente la eficiencia absoluta de detección de absorción total y la eficiencia total del detector utilizado para las energías de los fotones emitidos por la muestra. La definición de ambos parámetros es simple y corresponde, en el primer caso, al cociente entre el número de fotones que han depositado toda su energía en el detector frente al total de emitidos, mientras que la eficiencia total se define como el cociente entre el número total de fotones detectados y registrados por encima de un determinado umbral de energía y el de emitidos.

La eficiencia, tanto de pico como total, dependerá de las características físicas y geométricas del detector, la posición de la muestra emisora y la energía de emisión. En todos los cálculos realizados se supondrá que las muestras son puntuales, por lo que no se tendrán en cuenta los fenómenos asociados a su extensión en cualquiera de las direcciones espaciales.

Una vez fijada la geometría de medida, la eficiencia del detector variará en función de la energía de los fotones. El proceso habitual para establecer una relación funcional entre eficiencia y energía será obtener el espectro de una o varias muestras radiactivas de referencia calibradas que emitan un número suficientemente alto de fotones de diversas energías. El colectivo de fotones monoenergéticos que hayan sido completamente absorbidos en el detector, sea por impacto fotoeléctrico o por Compton múltiple, formará el fotopico correspondiente. El número de todos ellos dividido por el de los emitidos durante el tiempo de medida será la eficiencia de fotopico, suponiendo, por ahora, que son despreciables los efectos de coincidencia suma. De esta forma se obtendrán las eficiencias correspondientes a diversas energías, estableciendo un conjunto de puntos en el diagrama Energía-Eficiencia. El ajuste de mínimos cuadrados de estos valores a una función elegida

---

previamente y dependiente de varios parámetros, los cuales serán determinados como consecuencia del ajuste, establecerá la expresión que permitirá conocer la eficiencia para cualquier energía interior al intervalo energético en el que se ha llevado a cabo la calibración.

El método de determinación de la eficiencia variará según sea la región energética de interés. Se acostumbra a dividir el rango de energías en tres regiones que comprenden zonas desde 3 a 60 keV, de 60 keV a 3 MeV y de 3 a 15 MeV, procediendo a ajustar las eficiencias convenientemente en cada uno de estos intervalos.

Para la mayoría de las aplicaciones se utilizará un ajuste a un polinomio logarítmico, de la siguiente manera:

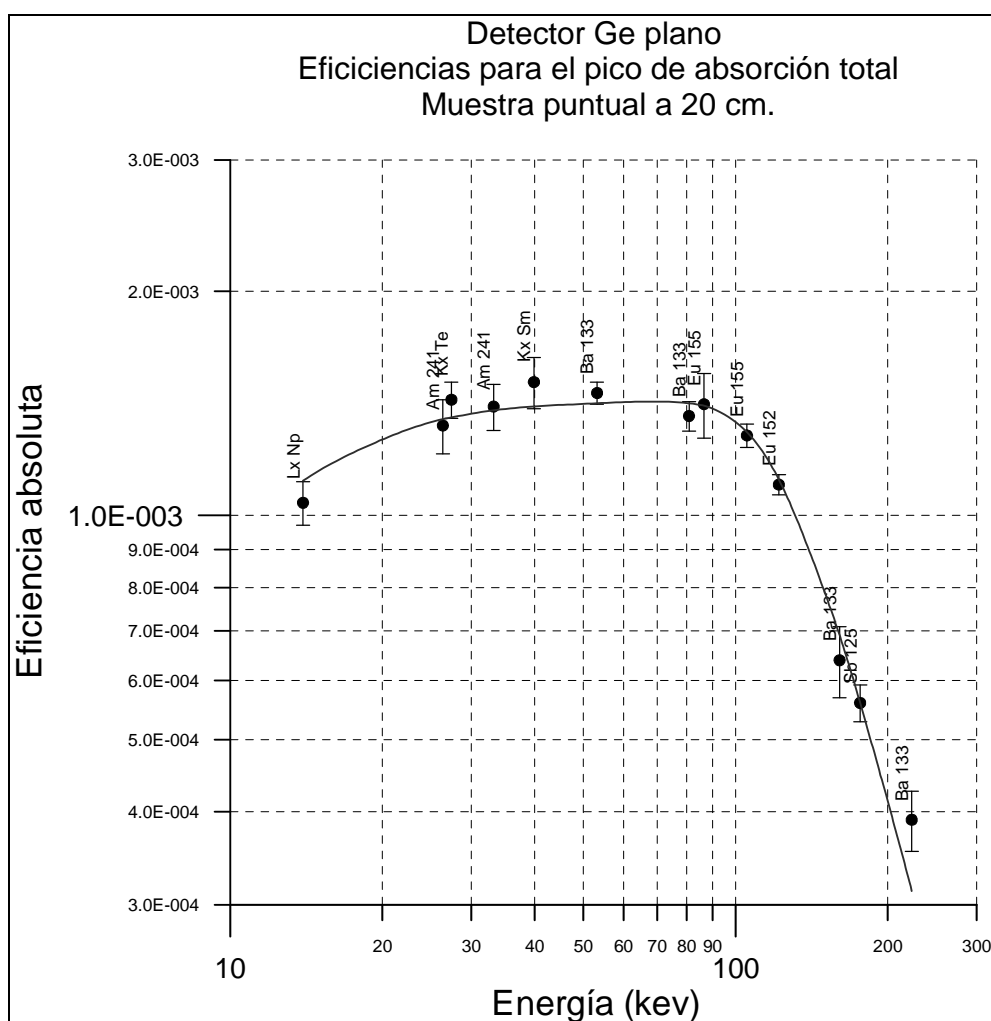
$$\log \varepsilon = \sum_{j=0}^n a_j (\log E / E_0)^j$$

donde  $E_0=1$  keV y se incorpora únicamente para que no tenga dimensión alguna el argumento del logaritmo. El grado del polinomio de ajuste,  $n$ , dependerá del rango energético que se considere. Por ejemplo, en una región que comprenda desde 100 keV hasta 2 MeV aproximadamente, se utilizará  $n=5$ . En las secciones posteriores se detallará el procedimiento seguido para determinar las eficiencias correspondientes a cada energía y con cada detector utilizado.

#### **2.5.4 Cálculos para el Detector de Germanio plano**

Los detectores de germanio planos son muy utilizados en la espectrometría  $\gamma$  de baja energía, región en la que muestran una excelente resolución energética y eficiencia relativamente alta. Debido a la escasez de nucleidos emisores gamma monoenergéticos, estos detectores se calibran con isótopos que emiten varios fotones de diversas energías, por lo que habrá efectos de coincidencia-suma entre rayos  $\gamma$ , dificultando la calibración. El dispositivo experimental considerado está formado por un detector de Germanio plano con un área activa de  $1000 \text{ mm}^2$ , un espesor de 1.5 cm aproximadamente y ventana de berilio. Se efectuarán los cálculos de corrección por coincidencia suma para fuentes puntuales de  $^{75}\text{Se}$  y  $^{133}\text{Ba}$ , dos radionucleidos utilizados habitualmente en la calibración de este tipo de detectores.

Las eficiencias de detección fueron estimadas de la siguiente manera: se midieron un conjunto de fuentes radiactivas de varios radiocucleidos calibradas en actividad en contacto con la ventana de entrada y a distancias de 2, 3, 6, 10 y 20 cm., siempre a lo largo del eje de simetría del detector. Para todas ellas, se calcularon las eficiencias correspondientes a los picos de absorción total de energía. Los valores experimentales de la curva de eficiencia a 20 cm del detector se presentan en la Figura 2.2



**Figura 2-2. Curva experimental de eficiencia de detección para el pico de absorción total en un detector de Ge de tipo plano.**

***Cálculo de la eficiencia de absorción total***

Para determinar la eficiencia absoluta del pico de absorción total a una energía determinada se calcula el área del pico correspondiente mediante el ajuste de esa parte del espectro a algunas de las funciones matemáticas con forma acampanada utilizadas habitualmente, lo cual permitirá conocer el número de sucesos netos registrados en el fotopico. Como la muestra utilizada para llevar a cabo la calibración es un patrón de actividad conocida, el cociente entre la tasa de emisión detectada y la emitida será la eficiencia para esa energía.

Repitiendo este proceso con el resto de los picos de absorción total presentes en el espectro, se obtendrá la eficiencia de fotopico para varias energías. Este conjunto de puntos servirá de base para efectuar un ajuste a alguna expresión analítica o semiempírica que permita calcular la eficiencia a cualquier energía interior al intervalo energético en el que se ha llevado a cabo el ajuste.

Para poder reproducir teóricamente la eficiencia del detector a cualquier energía, se precisa disponer de una descripción matemáticas apropiada. El modelo que se considera aquí para evaluar la eficiencia de fotopico para el pico de absorción de energía total tiene en cuenta el ángulo sólido  $\Omega$  subtendido por el detector desde la posición de la muestra, la atenuación de la radiación debida a todos los materiales existentes entre la fuente y el detector y la atenuación en el detector.

Utilizando la expresión  $(1 - e^{-\mu t})$  como fórmula para la eficiencia intrínseca de un espectrómetro de germanio plano en el caso de incidencia normal e introduciendo los factores de corrección por escape de rayos X y de otros eventos que causen pérdidas en el fotopico  $C_e$  y  $C_c$ , respectivamente, se expresa la eficiencia de fotopico  $\varepsilon$  como:

$$\varepsilon = \frac{\Omega}{4\pi} e^{\sum -\mu_i t_i} [1 - e^{-\mu_p t}] C_e C_c$$

donde  $\Omega$  es el ángulo sólido subtendido por el detector,  $\mu_i$  y  $t_i$  son el coeficiente de

---

absorción lineal del  $i$ -ésimo material interpuesto entre la fuente y el detector y su espesor, respectivamente,  $\mu_p$  es el coeficiente de atenuación lineal fotoeléctrico del germanio, supuestamente un material puro,  $t$  es el espesor de la zona activa del detector y  $C_e$  incluye todos aquellos fenómenos que provoquen pérdida de registros en el fotopico debido a los fotones que hayan depositado toda su energía pero que forman la cola de baja energía del pico;  $C_e$  representa el porcentaje de pulsos perdidos por escape de Rayos X de germanio. Esta expresión puede ser utilizada para ajustar los resultados experimentales obtenidos de las eficiencias de fotopico para cada energía y determinar los valores más convenientes de  $\Omega$  y  $t$ , suponiendo que todos los demás ( $t_i$ ,  $\mu_i$ , etc) son magnitudes conocidas y bien determinadas. Los coeficientes de atenuación lineal de todos los materiales han sido obtenidos a partir de las secciones eficaces fotoeléctricas evaluadas con los datos reproducidos en la librería EPDL (Cullen y col.,1989). La expresión anterior puede generalizarse (Hansen y col.,1973) añadiendo el término ( $e^{-k\mu_p t}$ ) que representa el efecto de la proximidad entre el detector y la muestra .

$$\varepsilon = \frac{\Omega}{4\pi} e^{\sum -\mu_i t_i} \left(1 - \left(\frac{e^{-\mu_p t} + e^{-k\mu_p t}}{2}\right)\right) C_e$$

2-7

El proceso de ajuste de mínimos cuadrados de los datos experimentales a la fórmula anterior plantea algunos problemas conceptuales serios, ya que el ángulo sólido puede variar en función de la energía debido a la menor eficiencia de recolección de pares electrón-hueco en las esquinas del cristal por culpa de la no uniformidad del campo eléctrico en esas regiones. Además, entre la zona activa y la fuente se encuentran la ventana de entrada y la región no útil del detector, en las que la longitud de penetración fotónica depende de la energía y de su ángulo de incidencia. Así mismo, los efectos de borde varían con el envejecimiento del detector, lo que provocará, por tanto, la modificación del ángulo sólido efectivo con la edad del detector. No se han tenido en cuenta ninguno de estos fenómenos, amparándonos en la concordancia entre el resultado obtenido en el ajuste y las especificaciones del fabricante así como en la confianza de que la geometría del detector de germanio plano proporciona una uniformidad del campo eléctrico suficiente como para

garantizar una recogida eficiente de portadores móviles.

Los valores de los diferentes espesores  $t_i$  presentes en la fórmula suelen ser declarados por el fabricante, aunque las desviaciones respecto a esas indicaciones pueden ser grandes, por lo que a veces es recomendable efectuar algún tipo de comprobación como las referidas por Debertin y col. (1988). El espesor ' $t$ ' del detector también suele ser declarado en la hoja de especificaciones del fabricante, pero en este caso será un parámetro obtenido en el ajuste, lo cual permitirá comprobar el valor nominal o modificarlo si fuera necesario. Obviamente, es muy importante esta determinación ya que la eficiencia del detector es muy sensible a él.

El factor de corrección de escape  $C_e$  debe ser determinado experimentalmente analizando los picos de escape de rayos X, que en el caso del detector de germanio están a 9,9 y 11 keV por debajo del pico de absorción total, si bien este factor sólo tendrá importancia a bajas energías. Llamando  $N_e$  y  $N$  al número de cuentas en los picos de escape y absorción total, respectivamente, el factor de corrección será,

$$C_e = N/(N + N_e)$$

El factor  $C_c$  también debe ser obtenido experimentalmente, ya que da cuenta del porcentaje de pulsos que forman la cola de baja energía del pico de absorción total debido a una recolección de portadores móviles incompleta. Este coeficiente se calcula a partir del análisis de la cola de baja energía del espectro de fuentes monoenergéticas fundamentalmente, pero en realidad, ya que éstas son poco frecuentes, se utilizan una gran diversidad de ellas aplicando algunas técnicas experimentales basadas en absorbentes de aluminio y resta de espectros, etc. Lo cierto es que siempre debe ser determinado experimentalmente y, aceptando que su valor es casi independiente de la energía, podemos igualarlo a 1, por lo que, si fuera menor pero independiente de la energía, al efectuar el ajuste quedará englobado como un factor multiplicativo dentro del término  $\Omega$  del ángulo sólido. Lo aceptable de esta suposición podrá comprobarse mediante la adecuación de la función de ajuste a los datos experimentales.

El detector de germanio plano del que dispone el laboratorio tiene, según los datos nominales suministrados por el fabricante, 1000 mm<sup>2</sup> de área activa, un espesor de 1,5 cm y



ventana de berilio. Las eficiencias de detección se estimaron de la siguiente manera: se midieron un conjunto de fuentes calibradas de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{125}\text{Sb}$ ,  $^{125\text{m}}\text{Te}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  y  $^{155}\text{Eu}$  a las siguientes distancias respecto a la ventana del detector: en contacto y a 2, 3, 6, 10 y 20 cm. Las líneas gamma o de rayos X analizadas y las eficiencias del pico de absorción total a 20 cm de distancia se representan en la Figura 2.2.

Mediante el procedimiento de ajuste de los valores de eficiencia de fotopico a la expresión anterior se obtienen los valores óptimos del ángulo sólido  $\Omega$ , del espesor  $t$  y del nuevo coeficiente  $k$  para cada geometría de medida, supuesto que los parámetros asociados a los absorbentes intermedios, zonas muertas y capa de berilio son conocidos y constantes en toda su extensión, por lo que su valor se considera fijo. Como era previsible, los ajustes que reproducen más fielmente los valores de  $\Omega$  y de  $t$  son los efectuados a mayor distancia, al poder aproximarse el flujo fotónico a una onda plana. Cualquiera de las minimizaciones realizadas a distancias menores son también aceptables, aunque la determinación de los parámetros geométricos no sea muy fiable.

### ***Cálculo de la eficiencia total***

El conocimiento de la eficiencia total de detección es imprescindible para poder evaluar el factor de corrección por coincidencia suma. Aunque la eficiencia total para una energía se define como la fracción entre el número de fotones detectados y el de emitidos, hay que tener en cuenta algunos fenómenos que complican su determinación experimental como, por ejemplo, el fenómeno de coincidencias accidentales entre fotones provenientes de desexcitaciones de núcleos distintos y el de coincidencia suma entre fotones emitidos en la misma cascada, situaciones que darán lugar a un solo registro en el espectro, correspondiendo en verdad a dos sucesos diferentes detectados a la vez, aunque sólo en el primero de estos casos se impide realmente el registro de una desintegración. Por otra parte, los fotones detectados no serán solamente los emitidos dentro del ángulo sólido subtendido por el detector, ya que la dispersión ocasionada por los materiales que lo rodean permitirá que algunos fotones emitidos en otras direcciones alcancen el detector, o al contrario, que la dispersión de algunos fotones emitidos en dirección hacia el detector impida que lleguen a

él. Este conjunto de fenómenos complica tanto el cómputo experimental del número de sucesos detectados como el cálculo teórico la eficiencia a partir del conocimiento de los fenómenos físicos implicados. Además, en la medida experimental de dicha eficiencia es necesario, para conocer el número total de sucesos registrados, llevar a cabo la extrapolación del espectro a energía cero, dando lugar a una nueva fuente de incertidumbre.

Usualmente, el cálculo experimental de la eficiencia total de detección a una energía dada se lleva a cabo por medio de la medida de fuentes de emisores monoenergéticos. Aún así, la presencia de fotones de baja energía procedentes de emisiones de rayos X por efecto de la conversión interna o de la captura electrónica, si fuera el caso, altera el cómputo total, si bien en la mayor parte de estos casos podremos resolverlo fácilmente ya que la probabilidad de interacción fotoeléctrica será dominante a estas energías, y por tanto bastaría descontar el número de sucesos ubicados en el fotopico correspondiente para evaluar el número de fotones detectados a la energía emitida por la muestra.

Para el cálculo de la eficiencia total se ha utilizado la misma expresión que para la eficiencia del pico de absorción total conservando los parámetros resultantes del ajuste sin más que sustituir el valor del coeficiente de atenuación lineal fotoeléctrico por el del total en la misma expresión. Las secciones eficaces de interacción de fotones se evaluaron con una rutina basada en funciones de B-spline, que reproduce los datos suministrados por la librería EPDL (Cullen y col. 1989) de secciones eficaces de fotones.

### **2.5.5 *Detector de germanio coaxial.***

La segunda configuración estudiada es la de un detector de germanio coaxial de geometría ‘closed-end’, tipo p, con un área activa de  $18,4 \text{ cm}^2$ , una longitud de 5 cm. y ventana de aluminio. Este detector se utiliza habitualmente en espectrometría de fotones de energía superior a 100 keV.

Para calcular las eficiencias fotoeléctricas y totales se utilizó una combinación de medidas experimentales y cálculos de Monte Carlo. Se almacenó un espectro de emisión de rayos  $\gamma$  de una muestra puntual calibrada por el NBS de EEUU (actualmente NIST), compuesta por una combinación de radionucleidos ( $^{125}\text{Sb}$ - $^{125\text{m}}\text{Te}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  y  $^{155}\text{Eu}$ ). La medida se llevó a cabo a una distancia muestra-detector de 20 cm. Las características de la fuente y

---

la geometría de medida hacen que se puedan evitar las correcciones por coincidencia suma. Esta muestra proporciona líneas γ en un amplio rango energético, desde 27 hasta 1274 keV.

En primer lugar se obtuvieron las eficiencias de los picos de absorción total de fotones de varias energías mediante el mismo procedimiento de ajuste a una gaussiana descrito en el apartado anterior. Posteriormente se utilizó un código de Monte Carlo escrito al efecto para simular la interacción de fotones con el detector y evaluar así las eficiencias de fotopico teóricas. Este código será descrito posteriormente. Para ello es necesario introducir en el programa las características geométricas del detector, tales como el espesor, radios de los cilindros exterior e interior y longitud del cilindro interno correspondiente a la zona inactiva y los espesores de la capa muerta y de aluminio, para lo cual se efectuó la simulación con los datos nominales suministrados por el fabricante. Finalmente se comparan los resultados obtenidos mediante este procedimiento con los resultados experimentales. Normalmente el acuerdo entre ellos no será excelente ya que raramente se cumplirán las especificaciones dadas, debido a lo cual se recurrirá a un procedimiento de ensayo y error, basado en ir probando diferentes valores de los parámetros del detector, proceder a una simulación Monte-Carlo con ellos y compararlos con los resultados experimentales. Así se llegará a evaluar de manera aproximada las dimensiones geométricas del detector. Se comprobará finalmente que, para otras fuentes calibradas de  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$ , la correspondencia entre las eficiencias de pico experimentales y calculadas era suficientemente buena.

### ***Cálculos de eficiencia mediante método de MonteCarlo***

Para obtener la eficiencias total y fotoeléctrica del detector de germanio coaxial, se desarrolló un código de MonteCarlo con el que simular la interacción de fotones con medios materiales de simetría cilíndrica. Se supondrán muestras emisoras puntuales, colocadas en un punto sobre el eje de simetría y a una distancia "d" de la ventana de entrada del detector. A partir de un sorteo inicial de direcciones de emisión completamente isótropo, se seguirá observando la trayectoria del fotón emergente si éste se dirige hacia el detector, dándolo por perdido en caso contrario. Desde el momento de la entrada del fotón

en el detector, el programa construirá la trayectoria en su interior y las colisiones con el material que lo compone. El proceso de interacción de los fotones con el medio suele describirse mediante colisiones localizadas, no continuas.

Las interacciones fundamentales entre fotones y materia son: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton, dispersión coherente, creación de pares y de tripletes, estos dos últimos procesos solamente en el supuesto de que la energía fotónica supere 1,022 y 2,044 MeV respectivamente. Cada uno de los procesos mencionados es posible en cada interacción, los cuales estarán caracterizados por una determinada probabilidad de ocurrencia. Para tener evaluadas dichas probabilidades es necesario el conocimiento de las secciones eficaces parciales de cada proceso. De tal manera, llamando  $\sigma_{ph}$ ,  $\sigma_C$ ,  $\sigma_{Co}$  y  $\sigma_{cpt}$  a las secciones eficaces fotoeléctrica, de dispersión Compton, dispersión coherente y de creación de pares y tripletes respectivamente, la probabilidad de cada suceso se calculará como el cociente entre su sección eficaz correspondiente y la total, definida como:  $\sigma_t = \sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{Co} + \sigma_{cpt}$

Se han simulado solamente los tres primeros tipos de interacción, ya que las energías de las transiciones estudiadas son inferiores a 1,8 MeV, y aunque a energías superiores a 1,022 MeV la creación de pares en el campo nuclear es posible, su probabilidad es varios órdenes de magnitud inferior a la interacción Compton en toda la región de energía menor que 2 MeV. Con mayor razón aún se despreciará la creación de tripletes, cuyo umbral se sitúa en 2,044 MeV.

Si en el sorteo efectuado se decide que la interacción sea por efecto fotoeléctrico, el fotón es absorbido por un electrón atómico ligado y su trayectoria se da por finalizada, depositando toda su energía en el medio y, más exactamente, en el punto mismo de absorción, suponiendo implícitamente que los rayos X generados por la desexcitación electrónica se emiten y absorben simultáneamente en el medio.

Sin embargo, si la interacción es de cualquiera de los otros dos tipos, se seguirá construyendo la trayectoria del fotón, reanudando todo el proceso efectuado, calculando la energía y dirección del nuevo fotón. Además, de acuerdo a la energía que tenga el fotón saliente, se calcularán la longitud de su recorrido libre, las probabilidades de interacción de cada uno de los procesos posibles debido al valor que adquieran ahora las secciones

---

eficaces de los distintos fenómenos de interacción, que son dependientes de la energía, etc. Si a lo largo de su recorrido es capturado por medio de la absorción fotoeléctrica, la historia del fotón habrá terminado. En caso contrario, continuará propagándose por el medio e interaccionando por Compton o por dispersión coherente, perdiendo energía en colisiones del primero de estos dos tipos y modificando su dirección en cualquiera de ellos. Finalmente, el fotón escapará del medio material, y se propagará por el exterior, sin que pueda ya recuperarse, o bien, habrá perdido tanta energía en los procesos de colisión Compton múltiple que llegará a tener un valor inferior a  $E_{um}$  (energía umbral), que es un valor predeterminado en el programa, y lo suficientemente bajo como para que consideremos que el fotón ha sido absorbido, de forma equivalente a si hubiese sucedido una interacción fotoeléctrica, aunque verdaderamente se deba a un efecto de dispersión múltiple. En este código el valor que se ha escogido como umbral inferior es de 1 keV. En cualquiera de los casos narrados la historia del fotón y su interacción con el detector habrán terminado.

El código desarrollado tiene en cuenta el espesor de la ventana de entrada así como toda la geometría y las zonas muertas del detector simulado, pero se admite que la energía depositada por el fotón en un punto es completamente absorbida en ese lugar, o lo que es lo mismo, no hay pérdida en la magnitud de la señal debido a fenómenos como el *trapping* o la recombinación de portadores móviles (electrones y huecos). Así mismo, los rayos X o electrones Auger producidos en la reordenación de las capas electrónicas atómicas se suponen absorbidos en el mismo punto de impacto (no hay escape de rayos X ni, con mayor razón, tampoco de electrones Auger). Estas limitaciones no son demasiado importantes en el propósito general de este trabajo. Si bien es verdad que el grado de conocimiento actual de la magnitud de algunos de estos procesos no es muy preciso, hay códigos que ya los han incluido, siguiendo las trayectorias de los electrones libres generados y de los rayos X hasta su completa pérdida de energía o definitivo escape del medio.

Este código permite evaluar las eficiencias de detección del detector considerado a la energía que se desee. Recreando la trayectoria y la energía perdida por el fotón a lo largo de todo el proceso se conoce cual ha sido la energía total depositada, que se archiva como un dato más de la simulación, permitiendo construir el espectro de energías depositadas, o

más propiamente, su histograma. La eficiencia total, obviamente, será el cociente entre el número total de fotones detectados que hayan depositado una energía superior a la umbral y el de emitidos en todas las direcciones del espacio. La eficiencia fotoeléctrica, o más propiamente, la eficiencia de absorción total, se definirá como el cociente entre aquellos que forman parte del pico de absorción total o fotopico y el total de emitidos.

Otro punto de gran importancia en el código es la elección de las secciones eficaces de interacción elegidas. En este caso se utilizará una rutina elaborada para reconstruir las publicadas en la librería EPDL (Cullen y col). En el caso del detector de germanio, o de cualquier otro que fuera un material no compuesto, basta con reproducir los valores según la rutina utilizada, suponiendo en este caso que la respuesta atómica no está modificada por los enlaces moleculares

Las eficiencias totales utilizadas para cada energía fueron finalmente las obtenidas con el código de Monte Carlo en el que se han introducido los parámetros optimizados por el procedimiento explicado en este apartado. Es verdad que este método no proporciona valores de los parámetros realmente fiables. La razón es que hay demasiados espesores, radios y longitudes que pueden ser modificados, por lo que su determinación por este procedimiento es realmente tosca, pero la concordancia final, sin variar sensiblemente los parámetros nominales, parece aceptable. La falta de datos geométricos fiables de los detectores de semiconductor ha sido hasta fechas recientes el problema más grave para poder llevar a cabo las simulaciones adecuadamente. Queremos hacer los cálculos de corrección para el detector coaxial de nuestro laboratorio, pero aún cuando sus verdaderos parámetros difieran de los que hemos aceptado finalmente, los cálculos de corrección serán válidos para el detector hipotético que tuviera esos valores, que, de todas formas, se mantienen dentro de intervalos razonables y bastante próximos a los declarados por el fabricante. Al menos, de todo ello resultará una estimación aproximada de las correcciones para detectores de características físicas y geométricas cercanas al que se pretende simular. Como indicación se muestran en la Tabla 2.1 los valores de las eficiencias experimentales y los obtenidos en la simulación de  $^{137}\text{Cs}$ .

## CORRECCIONES POR SUMA EN COINCIDENCIA

Distancia fuente-detector	Eficiencia total experimental	Eficiencia total simulada	Eficiencia de pico experimental	Eficiencia de pico simulada
3 cm	0,0352	0,0371	0,00818	0,00890
10 cm	0,00699	0,00726	0,00164	0,00183
20 cm	0,00221	0,00223	0,000485	0,00054

**Tabla 2.1 Comparación entre los valores experimentales y calculados para la eficiencia experimental y calculada para un detector de Ge coaxial.**

### 2.5.6 *Detector de NaI(Tl)*

El tercer estudio de coincidencia-suma con correlación direccional se llevó a cabo con un detector de pozo cilíndrico de yoduro de sodio de dimensiones 7,62 cm x 7,62 cm con un hueco cilíndrico de 5,08cm x 2,86cm . El análisis del fenómeno de coincidencias-suma con este detector tiene particular interés para el laboratorio porque está siendo utilizado para la calibración absoluta de emisores gamma mediante un procedimiento basado en la simulación por método de MonteCarlo del detector y de la fuente emisora, con la que se obtiene la eficiencia de recuento del detector para el radionucleido que se calibra. Pero, por otro lado, los efectos de la correlación, como se verá, son prácticamente nulos. Existen en la literatura un gran número de tabulaciones de eficiencias para detectores de NaI(Tl) de distintos tamaños, pero no para el de las dimensiones de nuestro laboratorio. Mediante un código de MonteCarlo escrito al efecto se simuló la interacción de fotones con el detector, obteniendo como resultado las eficiencias a las energías para las que efectuamos la simulación. Este código es idéntico al anterior excepto, obviamente, en los parámetros geométricos que definen el detector y en las secciones eficaces de interacción del material que lo compone. En el caso de los materiales compuestos por diversos átomos distintos, como ocurre en el detector de NaI(Tl), es necesario conocer las secciones eficaces atómicas del sodio y del yodo. Se aceptará la siguiente fórmula clásica de adición para la sección eficaz de un material compuesto, expresada en función del coeficiente de atenuación lineal  $\mu=N\sigma$  , donde  $\sigma$  es la sección eficaz y N es la densidad de átomos del medio.

$$\mu = \sum w_i (\mu/\rho)_i$$

donde  $w_i$  es la proporción en peso del material  $i$ -ésimo,  $\rho_i$  es su densidad y  $\mu_i$  su coeficiente de atenuación lineal.

Esta fórmula es sólo una aproximación que trata los componentes del material como si fueran una mezcla de átomos presentes en el medio pero sin ninguna ligadura o enlace entre ellos, aunque distribuidos de forma homogénea. Esta es la aproximación habitualmente utilizada, y válida siempre que se suponga que son despreciables los efectos de interferencia entre ondas dispersadas por diferentes centros de dispersión, lo que podría dar lugar a fenómenos tales como la difracción de Bragg en cristales.

Mediante este procedimiento se han calculado las eficiencias de detección fotoeléctrica y total del detector de germanio coaxial y del detector de pozo de NaI(Tl) del laboratorio. Las impurezas presentes, cualesquiera que sean, así como la sustancia activadora (Talio), en el caso del NaI, al encontrarse en una proporción muy baja respecto al material dominante, no se han tenido en cuenta en la simulación.

El buen funcionamiento del código fue comprobado mediante la comparación entre las eficiencias de detección calculadas por integración numérica (Snyder y col., 1965 Snyder, 1967, Rieppo, 1976) o por Monte Carlo (Holmberg y col., 1973 Snyder y col., 1966) para varios detectores de NaI(Tl) y las calculadas mediante nuestro código de Monte Carlo simulando uno de esos mismos detectores. El resultado demostró un buen acuerdo entre las dos determinaciones.

#### **2.5.7 Obtención de los factores de corrección**

A partir de las simulaciones anteriores se obtuvieron los valores de las eficiencias de fotopico y total de las líneas correspondientes de aquellos radionucleidos que se van a analizar para cada uno de los detectores empleados. Para todos ellos se dispone de las expresiones para calcular las correcciones necesarias por efecto suma, confeccionadas por Schima y col. (1983). En estas fórmulas, en función de las eficiencias total y de fotopico, se presentan los coeficientes necesarios asociados a tales eficiencias para llevar a cabo la

---



corrección. En principio, no tienen en cuenta la existencia de correlaciones angulares, pero la expresión permite incluirlas fácilmente, tal como se describió en el capítulo anterior y sugirió el autor de las fórmulas. Tampoco prevén más posibilidades de coincidencia que las que pueda haber entre dos fotones, nunca tres o más. Esta limitación tampoco es importante, ya que los sucesos de coincidencia triple son muy poco probables. La radiación de frenado también ha sido despreciada. Se incluye la posibilidad de coincidencia con rayos X de la capa K, pero se ignoran los que se emitan entre el resto de las capas exteriores, también irrelevantes por su baja energía. Además, en todo el análisis se ha supuesto que no existe correlación angular entre rayos X y rayos  $\gamma$ , lo cual tampoco se tiene en cuenta en esas expresiones, aunque podría incluirse si se tuviera constancia de tal hecho. Este fenómeno fue discutido ya anteriormente sin que hubiera demostración clara de la existencia de correlación (Bosch y col. 1971). Por tanto, se utilizará un coeficiente “w” de correlación entre rayos X y gamma igual a 1.

Las expresiones que pueden verse a continuación muestran, en función de la energía (en keV), en la primera columna de la izquierda, el factor de corrección por coincidencia suma para los radionucleidos analizados en este trabajo:

**<sup>75</sup>Se**

121.1 [1.000-0.514(KX)-0.991(279.5)]  
 136.0 [1.000-0.518(KX)-0.025(198.6)-0.968-0.19(66.1)]  
 264.7 [1.000+0.019{198.6}{66.1}/{264.7}]\*[1-0.525(KX)-0.966(136.0)]  
 279.5 [1.000-0.997(KX)-0.005(24.6)-0.923(121.1)]

**<sup>133</sup>Ba**

81.1 [1.000-0.789(KX)-0.030(79.6)-0.203(302.9)-0.004(223.0)-0.0691(356.0)  
 -0.071(276.4)-0.016(53.0)]  
 276.4 [1.000+0.005{223.0}{53.0}/{276.4}]\*[1-1.52(KX)-0.347(81.0)  
 -0.079(160.8)-0.337(79.6)]  
 302.9 [1.000+0.008{223.0}{79.6}/{302.9}]\*[1-1.478(KX)-0.386(81.0)  
 -0.076(53.0)]  
 384.0 [1.000+0.793{81.0}{302.9}/{384.0}+0.004{161.0}{223.0}/{384.0}]\*

[1-1.099(KX)-0.386(81.0)]

<sup>152</sup>Eu

121.8 [1.000-0.772(KX)-0.105(244.7)-0.247(964.1)-0.235(1112.1)-0.073(867.4)-  
0.364(1408.0)-0.005(719.4)-0.029(444.0)-0.008(295.9)-0.009(1457.6)- 0.024(1212.9)]

244.7 [1.000-1.06(KX)-0.461(121.8)-0.628(867.4)-0.040(719.4)-0.016(295.9)-  
0.210(1212.9)]

344.3 [1.000-0.003(KX)-0.081(411.1)-0.003(930.6)-0.006(764.9)-0.480(778.9)-  
0.032(367.8)-0.063(1089.7)-0.017(678.6)-0.001(324.8)-0.060(1299.1)-  
0.002(520.3)]

778.9 [1.000+0.065{411.1}{367.8}/{778.9}]\*[1-0.0288(KX)-0.962(344.3)  
-0.004(520.3)]

964.1 [1-1.064(KX)-0.461(121.8) -0.116(444.0)]

1085.9 [1.000+0.674{121.8}{964.1}/{1085.9}]\*[1-0.771(KX)-0.116(444.0)]

1112.1 [1.000+0.280{244.7}{867.4}/{1112.1}]\*[1-1.063(KX)-0.461(121.8)-  
0.025(295.9)]

1408.0 [1.000+0.011{688.6}{719.4}/{1408.0}+0.079{964.1}{444.0}/{1408.0}-  
+0.016{1112.1}{295.9}/{1408.0}]\*[1-1.046(KX)-0.461(121.8)]

<sup>154</sup>Eu

123.1 [1.000-0.008(KX)-0.072(248.0)-0.006(444.4)-0.130(873.2)-0.073(867.4)-  
0.003(625.2)-0.002(676.6)-0.201(1004.8)-0.049(756.9)-0.001(1118.5)-  
0.002(1128.4)-0.002(1140.9)-0.005(892.7)-0.401(1274.4)-0.008(582.0)  
-(0.001(401.3)-0.003(850.6)-0.003(715.3)-0.008(1494.4)-0.010(1246.2)  
-0.006(845.4)-0.001(612.2)-0.021(1596.5)-0.008(904.1)-0.120(723.3)-0.055(591.7)-  
0.001(478.3)-0.002(188.2)]

248.1 [1.000-0.287(KX)-0.455(123.1)-0.072(444.4)-0.043(625.2)-0.022(676.6)-  
0.613(756.9)-0.008(880.6)-0.059(892.7)-0.022(582.0)-0.008(715.3)-0.130(1246.2)  
-0.0016(845.4)-0.015(612.2)-0.022(904.1)-0.039(723.3)-0.134(591.7)-0.003(188.2)]

591.7 [1.000-0.297(KX)-0.455(123.1)-0.178(248.0)-0.800(1004.8)-0.196(756.9)]

---

$$\begin{aligned}
 723.3 & [1.000-0.254(KX)-0.243(123.1)-0.013(248.0)-0.465(996.4)-0.518(873.2) \\
 & - 0.014(625.2)] \\
 873.2 & [1+0.024\{248\}\{625.2\}/\{873.2\}]*[1.000-0.282(KX)-0.455(123.1)-0.009(401.3) \\
 & -0.894(723.3)] \\
 996.4 & [1+0.507\{123.1\}\{873.2\}/\{996.4\}]*[1.000-0.001(KX)-0.009(401.3)-0.894(723.3)]
 \end{aligned}$$

### <sup>207</sup>Bi

$$\begin{aligned}
 569.7 & [1.000-0.136(KX)-0.750(1063.6)-0.068(1770.0)] \\
 1063.6 & [1.000-0.015(KX)-0.979(569.7)] \\
 1770.0 & [1.000-0.015(KX)-0.979(569.7)]
 \end{aligned}$$

En estas expresiones, **(E)** y **{E}** representan la eficiencia total de detección y la eficiencia de absorción total para fotones de energía E, respectivamente. E se expresa en keV.

### 2.5.8 *Obtención de las funciones de correlación angular*

Para cada par de líneas gamma concatenadas debe hallarse la función de correlación angular que las liga. Ya se describió en el apartado 2.4 el modo de calcularlas a partir de los espines nucleares entre los que tiene lugar la transición y de los posibles momentos angulares transportados por los fotones. Todos estos datos y las razones de multipolaridad, de las que depende la función de correlación, han sido tomados de las últimas evaluaciones de datos nucleares publicadas en Nuclear Data Sheets o de las Tablas del LMRI (Bé y col. 2008) correspondientes a cada uno de los radionucleidos que se analizaron.

### 2.5.9 *Cálculo de los coeficientes $w_{ij}$ de correlación direccional*

El objetivo fundamental consiste en obtener el coeficiente de correlación angular  $w_{ij}$  entre los fotones conectados "i" y "j" promediado sobre el ángulo sólido subtendido por el detector. Para ello se ha escrito otro código de MonteCarlo, con el objetivo de simular ese fenómeno. De esta manera se llevará a cabo la integración de la expresión mostrada en la fórmula 2-1, cuya complejidad obliga a calcularla por medio de esta simulación. En este

código se simularon cascadas de fotones, limitándose a analizar procesos de dos fotones fruto de una misma desexcitación nuclear y ligados a través de la cascada generada. La cuestión fundamental es saber cuál es la probabilidad de emisión de dos determinados fotones de la cascada dentro del ángulo sólido subtendido por el detector. En el supuesto de que no existiera ninguna correlación direccional entre ellos esa probabilidad vendría determinada por el cuadrado del ángulo sólido subtendido, pero como las transiciones fotónicas están correlacionadas direccionalmente, podrán modificar sustancialmente la probabilidad. Los coeficientes de la función de distribución angular definen el comportamiento de cada cascada concreta e influirán decisivamente en el resultado.

La simulación se inicia sorteando al azar la dirección de emisión del primero de los dos fotones, ya que se supone una muestra no orientada y los espines nucleares apuntan en todas las direcciones espaciales posibles. La muestra emite los fotones con igual probabilidad en todas las direcciones espaciales. Sólo interesarán aquellos fotones emitidos hacia el detector. Si ha sido así, se simulará la emisión del segundo fotón, cuya dirección estará gobernada por la función de distribución angular. Esta función establece las probabilidades de emisión en función del ángulo formado con el fotón emitido anteriormente en la misma cascada. Se utiliza el método de la función inversa para conocer el ángulo de emisión del fotón secundario respecto al primario. Si la dirección de aquél apunta hacia el detector, se asignará este resultado como una coincidencia geométrica. Mediante el cómputo de este conjunto de procesos se obtiene el porcentaje de sucesos en los que los dos fotones de la cascada inciden sobre el detector, valor que puede compararse con el esperado en el supuesto de que todos los fenómenos fueran isótropos.

Si los fotones emitidos no son consecutivos, estando conectados a través de otro u otros procesos de desexcitación intermedios, la teoría presentada sigue siendo válida aunque los coeficientes de la ley de distribución estarán afectados por ello. Para calcular el coeficiente bastará con multiplicarlo por el factor de desorientación, tal como se indicó en el capítulo 1. Este tipo de sucesos se conocen comúnmente como correlación 1-3, y también han sido simulados en el código.

El coeficiente promediado  $w_{12}$  resultará del cociente entre el número de sucesos en que ambos fotones se dirigen hacia el detector y el que habría en el supuesto en el que la correlación direccional fuese nula. El código de MonteCarlo desarrollado tiene en cuenta el diámetro del cristal del detector y la distancia de éste a la fuente emisora pero no la profundidad, ya que sólo interesa la correlación geométrica. Se han utilizado tres versiones diferentes del código, una para detectores de pozo, otra para detectores cilíndricos macizos planos y la última para detectores cilíndricos coaxiales.

El punto débil del método propuesto es que para obtener una buena estadística en la simulación del fenómeno se requiere un elevado número de pruebas, lo cual prolonga de forma considerable el tiempo de cálculo necesario para llevarlo a cabo. Hemos pretendido que, como mínimo, y en las peores condiciones, es decir, a unos 20 cm distancia entre el detector y la muestra, se consiga obtener un número mínimo de 20000 coincidencias geométricas.

## 2.6 Resultados finales

### 2.6.1 Resultados con el detector de germanio plano

Los nucleidos para los cuales se calcularon los factores de corrección apropiados para el detector de germanio plano son  $^{75}\text{Se}$  y  $^{133}\text{Ba}$ . Veamos un ejemplo sencillo de aplicación del cálculo del factor de corrección, concretamente la línea de 279,5 keV producida en la desintegración del  $^{75}\text{Se}$ . En este caso, admitiendo que no hay correlación con los rayos X, sólo puede haberla con las transiciones de 24,6 y 121,1 keV, según puede verse en las fórmulas anteriores.

Las expresiones de las correcciones sin correlación y con ella serán, de acuerdo a la Tabla de factores de corrección de Schima y col. (1983), respectivamente:

$$C = \frac{1}{(1 - 0,997\varepsilon_1 - 0,005\varepsilon_2 - 0,923\varepsilon_3)}$$

$$C = \frac{1}{(1 - 0,997\varepsilon_1 - 0,005\varepsilon_2 w_2 - 0,923\varepsilon_3 w_3)}$$

donde  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  y  $\varepsilon_3$  son las eficiencias de detección totales para rayos X K, y fotones de 24,6 y 121,1, respectivamente. Para una fuente puntual ubicada a 3 cm de la ventana de entrada del detector, las eficiencias obtenidas mediante la expresión (2-7)son:

$$\varepsilon_1 = 0,0290 \quad \varepsilon_2 = 0,0278 \quad y \quad \varepsilon_3 = 0,0237$$

La función de distribución angular entre las transiciones de 279,5 y 121,1 keV será:

$$\begin{aligned} W(\theta) &= 1 + A_2(1,1,5/2,5/2)A_2(1,2,3/2,5/2)P_2(\cos\theta) \\ &= 1 - 0.4366212(3\cos^2(\theta) - 1)/2 \end{aligned}$$

expresión que habrá de ser promediada sobre el ángulo sólido del detector . El resultado obtenido mediante el programa de Monte Carlo escrito al efecto fue:

$$w_3 = 0.7$$

De la misma forma, la correlación entre las transiciones de 279,5 y 24,6 keV dio como resultado:

$$w_2 \approx 1$$

El factor final, sustituyendo todos los valores en las expresiones de las correcciones sin y con correlación, respectivamente,será:

$$C_{\text{sincorr.}} = 1,0537$$

$$C_{\text{corr}} = 1,0465$$

La diferencia entre los factores de corrección en este ejemplo llega a ser del 0.7%. Es, además, una de las diferencias más grandes encontradas en este trabajo. El procedimiento

explicado es el que se seguirá para calcular las correcciones por coincidencia-suma sin y con correlación en todos los casos analizados. Los resultados se presentan en las Tablas 2.2 y 2.3, donde se muestran en columnas las correcciones por coincidencia-suma incluyendo o no la correlación. El rango de energías de los rayos  $\gamma$  emitidos por estos radionucleidos se encuentra entre 81 y 384 keV. En este orden energético, tanto el detector plano como el coaxial serían apropiados para llevar a cabo la comparación. En todo el proceso se ha supuesto fuente puntual. Se muestran los factores calculados a varias distancias respecto de la ventana de entrada del detector. La mayor diferencia en las correcciones está en la obtenida para la línea de 279 keV del  $^{75}\text{Se}$ , donde se llega a alcanzar un valor del 0,84% a 2 cm. e incluso del 0,69% a 3 cm. y hasta el 0,4% a 4 cm. Para el resto de las transiciones, sin embargo, la correlación será prácticamente despreciable en la corrección por coincidencia-suma. De entre todas las configuraciones estudiadas, las mayores diferencias entre los factores se encuentran a 2 cm. Sin embargo, y como cabría esperar, cuando la fuente está en contacto con la ventana de entrada, las diferencias son mínimas. Por otra parte, en todas las transiciones analizadas emitidas por el  $^{133}\text{Ba}$  apenas hay diferencias significativas que reseñar, siendo 0,17% la mayor diferencia encontrada, a 3 cm de la ventana de entrada del detector en la corrección de la línea de 276,4 keV.

CORRECCIONES POR SUMA EN COINCIDENCIA

Nucleido: Se-75

Energía (keV)	Sin incluir correlación	Incluyendo correlación	Diferencia (%)
---------------	-------------------------	------------------------	----------------

d=0 cm

121,0	1,1126	1,1114	0,11
136,0	1,1179	1,1178	<0,05
264,7	1,1376	1,1375	<0,05
279,5	1,2098	1,2076	0,18

d=2 cm

121,0	1,0467	1,0409	0,55
136,0	1,0488	1,0484	<0,05
264,7	1,0562	1,0556	0,06
279,5	1,0828	1,0736	0,84

d=3 cm

121,0	1,0307	1,026	0,46
136,0	1,0320	1,0314	0,06
264,7	1,0368	1,0359	0,09
279,5	1,0537	1,0465	0,69

d=6 cm

121,0	1,0134	1,0109	0,25
136,0	1,0139	1,0138	<0,05
264,7	1,0162	1,016	<0,05
279,5	1,0232	1,0194	0,38

d=10 cm

121,0	1,0053	1,0042	0,11
136,0	1,0055	1,0056	<0,05
264,7	1,0064	1,0066	<0,05
279,5	1,0091	1,0075	0,16

**Tabla 2.2 Valores de los factores de corrección por suma en coincidencia para diversas líneas gamma de <sup>75</sup>Se, sin incluir e incluyendo la corrección por correlación angular para un detector de Ge plano.**



Nucleido: Ba-133			
------------------	--	--	--

Energía (keV)	Sin incluir correlación	Incluyendo correlación	Diferencia (%)
---------------	-------------------------	------------------------	----------------

d=3 cm

81,0	1,0391	1,0396	0,05
276,4	1,0687	1,0706	0,17
356,0	1,0582	1,0583	<0,05
384,0	1,0411	1,0417	0,06

d=6 cm

81,0	1,0171	1,0171	<0,05
276,4	1,0285	1,0289	<0,05
356,0	1,0248	1,0248	<0,05
384,0	1,0175	1,0176	<0,05

d=10 cm

81,0	1,0067	1,0069	<0,05
276,4	1,0114	1,0119	0,05
356,0	1,0097	1,01	<0,05
384,0	1,0069	1,007	<0,05

**Tabla 2.3** Valores de los factores de corrección por suma en coincidencia para diversas líneas gamma de  $^{133}\text{Ba}$ , sin incluir e incluyendo la corrección por correlación angular para un detector de Ge plano.

### ***2.6.2 Resultados con el detector de germanio coaxial***

Hemos llevado a cabo la comparación de las correcciones en el detector de germanio coaxial con los siguientes nucleidos:  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  y  $^{207}\text{Bi}$ . Las Tablas 2.4, 2.5 y 2.6 muestran los resultados de la simulación para fuentes puntuales a varias distancias a lo largo del eje de simetría del detector. En todos los nucleidos analizados se encuentra que, por lo menos, en una de sus transiciones hay una diferencia entre los factores de corrección con y sin correlación cercana al 0,3% y, en algún caso, como el de la línea de 996 keV del  $^{154}\text{Eu}$ , llega a ser del 0,6%. Para  $^{207}\text{Bi}$  las mayores desviaciones se alcanzan cuando la muestra se coloca a una distancia comprendida entre 2 y 3 cm. de la ventana de entrada del detector. Los resultados obtenidos con esta fuente simulada en contacto demuestran que las correcciones debidas a la correlación, para esa distancia, son muy pequeñas. De hecho, la diferencia debería ser nula, gracias a la simetría que exhibe la función de correlación. Solamente la incertidumbre asociada puede explicar la diferencia.

CORRECCIONES POR SUMA EN COINCIDENCIA

Nucleido: $^{152}\text{Eu}$			
Energía (keV)	Sin incluir correlación	Incluyendo correlación	Diferencia (%)
d=3 cm			
121,8	1,0434	1,0444	0,09
244,7	1,0712	1,0713	<0,05
344,3	1,0282	1,028	<0,05
778,9	1,0436	1,0422	0,13
964,1	1,0421	1,0407	0,13
1085,9	0,9643	0,9652	0,09
1112,1	1,0213	1,0185	0,27
1408	1,0338	1,038	0,4
d=6 cm			
121,8	1,0193	1,0204	0,11
244,7	1,0295	1,0284	0,11
344,3	1,0122	1,0119	<0,05
778,9	1,0183	1,0173	0,1
964,1	1,0174	1,0183	0,09
1085,9	0,9869	0,9875	0,06
1112,1	1,0075	1,0057	0,18
1408	1,0139	1,0166	0,27
d=10cm			
121,8	1,0079	1,0082	<0,05
244,7	1,0121	1,0112	0,09
344,3	1,0051	1,0048	<0,05
778,9	1,0076	1,0069	0,07
964,1	1,0072	1,0072	<0,05
1085,9	0,9945	0,9946	<0,05
1112,1	1,0031	1,0024	0,07
1408	1,0057	1,0065	0,08

**Tabla 2.4** Valores de los factores de corrección por suma en coincidencia para diversas líneas gamma de  $^{152}\text{Eu}$ , sin incluir e incluyendo la corrección por correlación angular para un detector de Ge coaxial.

Nucleido: Eu-154
------------------

Energía (keV)	Sin incluir correlación	Incluyendo correlación	Diferencia (%)
---------------	-------------------------	------------------------	----------------

d=3cm

123,1	1,0407	1,0415	0,08
248	1,0817	1,0869	0,48
591,7	1,0803	1,0788	0,14
723,3	1,0546	1,0564	0,17
873,2	1,068	1,0639	0,38
996,4	0,9996	1,0058	0,62

d=6cm

123,1	1,0175	1,0178	<0,05
248	1,033	1,0354	0,23
591,7	1,0323	1,031	0,12
723,3	1,0226	1,0239	0,13
873,2	1,0275	1,0258	0,16
996,4	1,0013	1,0061	0,48

d=10cm

123,1	1,0072	1,0075	<0,05
248	1,0135	1,0143	0,08
591,7	1,0132	1,0123	0,09
723,3	1,0093	1,0102	0,09
873,2	1,0113	1,0112	<0,05
996,4	1,0005	1,0025	0,2

**Tabla 2.5** Valores de los factores de corrección por suma en coincidencia para diversas líneas gamma de  $^{154}\text{Eu}$ , sin incluir e incluyendo la corrección por correlación angular para un detector de Ge coaxial.

CORRECCIONES POR SUMA EN COINCIDENCIA

Nucleido: Bi-207			
------------------	--	--	--

Energía (keV)	Sin incluir correlación	Incluyendo correlación	Diferencia (%)
---------------	-------------------------	------------------------	----------------

d=0 cm

560,7	1,1975	1,1985	0,08
1063,6	1,2136	1,2154	0,14
1770	1,2136	1,2119	0,14

d=1 cm

560,7	1,1073	1,1103	0,27
1063,6	1,1154	1,1204	0,45
1770	1,1154	1,1122	0,27

d=2 cm

560,7	1,0621	1,0659	0,35
1063,6	1,0178	1,0202	0,24
1770	1,0666	1,0628	0,35

d=3 cm

560,7	1,039	1,0421	0,3
1063,6	1,0417	1,0468	0,49
1770	1,0417	1,039	0,27

d=6 cm

560,7	1,0159	1,0173	0,14
1063,6	1,0178	1,0202	0,24
1770	1,0178	1,0148	0,29

d=10 cm

560,7	1,0066	1,0076	0,1
1063,6	1,0074	1,0091	0,17
1770	1,0074	1,0061	0,12

**Tabla 2.6 Valores de los factores de corrección por suma en coincidencia para diversas líneas gamma de <sup>207</sup>Bi, sin incluir e incluyendo la corrección por correlación angular para un detector de Ge coaxial.**

### 2.6.3 *Resultados con el detector de NaI(Tl)*

Dada la naturaleza geométrica del detector y su elevada eficiencia, esperamos obtener un efecto debido a la correlación muy pequeño, razón por la cual sólo se ha llevado a cabo el cálculo para un radionucleido,  $^{60}\text{Co}$ , en el que la correlación es relativamente acusada. Su sencillo esquema de desexcitación nos permite predecir que cuanto mayor sea la distancia a un detector cilíndrico, más diáfana se muestra la correlación angular entre ambas radiaciones. Con la geometría de pozo, sin embargo, es más compleja de definir esta relación. En esta geometría las correcciones por efecto suma son muy grandes, debido a la elevada eficiencia, como puede verse en la Tabla 2.7, que muestra los resultados obtenidos para una muestra puntual ubicada a varias distancias respecto del fondo del pozo y a lo largo de su eje de simetría. Sin embargo, los factores de corrección con correlación difieren, en el peor de los casos, respecto a los que no lo tienen en cuenta, en un 0.1%, que es una desviación por debajo del margen de incertidumbre. Además, esto ocurre a 4 cm. del fondo del pozo y ya próximo al exterior del mismo. La conclusión es que el efecto es completamente despreciable en las condiciones de medida habituales con este detector.

El método utilizado para la corrección sería más preciso si en lugar de calcular la eficiencia y el parámetro de correlación de forma independiente simuláramos con el código de Montecarlo las líneas gamma del esquema de decaimiento con su correlación angular y su evolución en la interacción con el detector de forma simultánea. Sería deseable hacerlo por la compleja estructura de la geometría de pozo, que obliga a los fotones a atravesar espesores muy distintos según sea su dirección de partida. Esto en general, para nucleidos con un complejo esquema de desexcitación requeriría un laborioso trabajo de programación. Hemos podido comprobar el buen funcionamiento de los métodos de cálculo al haberlo aplicado en la calibración del  $^{18}\text{F}$ , emisor  $\text{ce}/\beta^+$  puro, caso en el que las dificultades de programación son mínimas y la correlación angular entre las líneas gamma de aniquilación es máxima.

Nucleido: Co-60
-----------------

Energía (keV)	Sin incluir correlación	Incluyendo correlación	Diferencia (%)
---------------	-------------------------	------------------------	----------------

d=0 cm

1173,2	1,7153	1,7153	<0,05
1332,5	1,7908	1,7909	<0,05

d=2 cm

1173,2	1,5432	1,5433	<0,05
1332,5	1,5943	1,5944	<0,05

d=3 cm

1173,2	1,4813	1,4817	<0,05
1332,5	1,5281	1,5286	<0,05

d=4 cm

1173,2	1,3963	1,3975	0,09
1332,5	1,4382	1,4397	0,1

**Tabla 2.7** Valores de los factores de corrección por suma en coincidencia para diversas líneas gamma de  $^{60}\text{Co}$ , sin incluir e incluyendo la corrección por correlación angular para un detector de NaI de pozo.

## 2.7 Conclusión

La síntesis final de todo este conjunto de cálculos es la siguiente: Se ha analizado la incidencia de la correlación angular en la corrección por coincidencia-suma. Para ello se han elegido los detectores de radiación gamma del laboratorio y se han utilizado diversos métodos de MonteCarlo para calcular las eficiencias fotoeléctricas y totales y el coeficiente promedio de la correlación angular. Todo este conjunto de simulaciones ha servido para conocer la magnitud de la corrección por correlación direccional en varios radionucleidos.

Las correcciones por correlación angular serán despreciables en muchos casos. Por una

parte, la proximidad de la fuente al detector da lugar a altas correcciones por efecto suma pero a bajos coeficientes "w" de correlación. La lejanía, por otra parte, permite apreciar la anisotropía entre ambas radiaciones, pero la eficiencia total es muy inferior, y por tanto, la corrección por coincidencia-suma disminuye. La forma en la que se van combinando estos dos fenómenos en cierta forma antagónicos es lo que se ha ido mostrando en los resultados de las Tablas. Es muy conocida, y ya mencionada anteriormente, la configuración de espines nucleares y transiciones  $0^+(E2)2^+(E2)0^+$ , que da lugar a una anisotropía muy acusada. No hemos encontrado ningún nucleido de importancia en la calibración de equipos gamma en el cual esa cascada tenga una contribución importante, por lo que no se ha analizado ningún nucleido que la contenga. La realidad que muestra este estudio es que esta corrección es despreciable tanto en contacto como a gran distancia del detector, mientras que a distancias intermedias el efecto de correlación es menor del 0.8% en todos los casos considerados. En cualquier caso, dada la dependencia de este fenómeno con los nucleidos que se midan y con la geometría fuente-detector, cualquier extrapolación de los resultados expuestos debe hacerse con sumo cuidado.





### **3 DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL PARA LA MEDIDA DE CORRELACIONES ANGULARES**

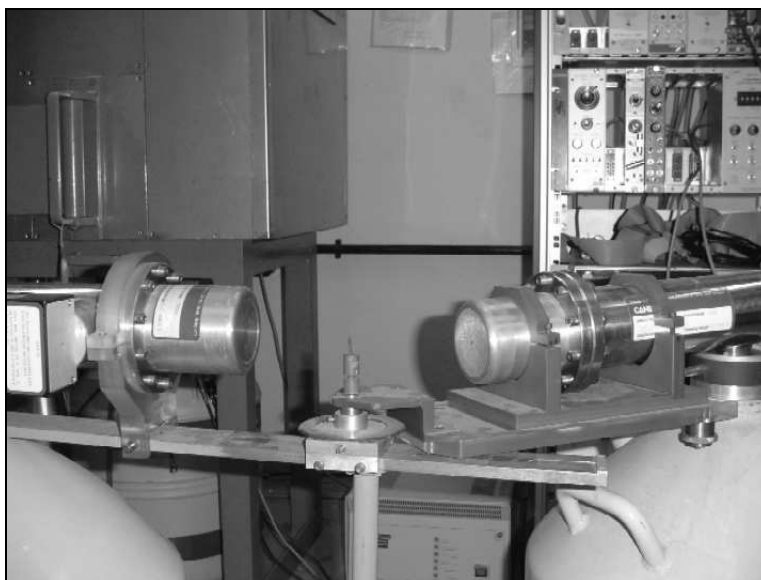
#### **3.1 Introducción**

El conocimiento preciso de los parámetros atómicos y nucleares de los nucleidos radiactivos es de gran importancia para su calibración en actividad, por lo que su medida constituye una herramienta esencial en cualquier laboratorio de metrología de radiaciones. Este capítulo describe los dispositivos experimentales desarrollados en el Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes del CIEMAT con objeto de llevar a cabo medidas de correlación angular entre fotones  $\gamma$  emitidos por algunos radionucleidos seleccionados. El objetivo fundamental fue el desarrollo de un sistema de medida y adquisición de datos y de los procedimientos de cálculo necesarios para la obtención de las razones de mezcla de multipolaridades de las transiciones analizadas o de la estimación de los espines de algunos de los estados nucleares excitados desde los que tengan lugar las emisiones, si es que hubiera dudas en su asignación.

Los experimentos de correlación pueden llevarse a la práctica con un mínimo de dos detectores, preferiblemente, que mantengan la proporcionalidad entre la energía depositada y el tamaño del pulso. Entre todos ellos, es aconsejable hacerlo con detectores de semiconductor, porque la alta resolución de los picos de absorción total es muy conveniente, tanto para el análisis de la forma de pico como para disminuir en lo posible las coincidencias accidentales. Generalmente se utilizan detectores de germanio porque su eficiencia es muy superior en todo el rango energético a la de los detectores de silicio. De este modo, se llevaron a cabo las medidas con dos detectores de germanio, uno de ellos plano y el otro coaxial, los cuales han sido utilizados habitualmente para la calibración de radionucleidos en el laboratorio de Espectrometría Gamma. Sus prestaciones, en los parámetros más importantes, resolución en energías, por ejemplo, se mantiene por debajo de 1,8 keV para la línea de 1332 keV de  $^{60}\text{Co}$ . La eficiencia fue descrita en el capítulo anterior y sobre la resolución temporal se

discutirá en los próximos apartados.

Se diseñó y construyó un dispositivo que permitiera la movilidad, a lo largo de una circunferencia, de uno de los dos detectores utilizados mientras que el otro permanece en su posición. La Figura 3.1 muestra el dispositivo experimental. El detector de germanio plano, a la derecha de la fotografía, puede desplazarse en círculo a lo largo de un plano paralelo al suelo, mientras que el coaxial permanece fijo. Los ejes de simetría de ambos detectores tienen su intersección en el punto en el que esté colocada la muestra radiactiva que se vaya a medir. Las primeras pruebas para el desarrollo del sistema se hicieron con el dispositivo experimental que se describe a continuación.



**Figura 3-1. Dispositivo experimental para la medida de correlaciones angulares**

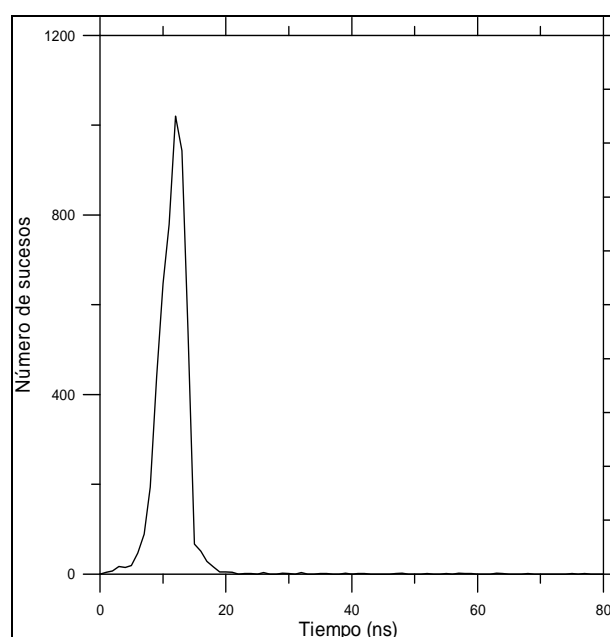
### **3.2 Primer dispositivo experimental**

El primer conjunto de medidas se llevó a cabo con el detector de germanio plano y el coaxial y con una cadena electrónica formada con los módulos habitualmente utilizados en la calibración absoluta de muestras radiactivas emisoras  $\beta$ - $\gamma$  mediante el método de coincidencias  $4\pi\beta$ - $\gamma$ , en el que el Laboratorio de Metrología trabaja habitualmente. Esta técnica de calibración de radionucleidos es completamente análoga a la experiencia que se

pretende llevar a cabo en lo que se refiere a la instrumentación electrónica necesaria, al ajuste de retardos de las señales y a las correcciones posteriores de los valores obtenidos, aunque su utilización habitual sea con contadores proporcionales y detectores de centelleo. Esta diferencia sólo afectará a la elección del tiempo de resolución y a la necesidad de incorporar algún módulo de tiempos adicional, como ya se explicará. La cadena cuenta con sendos amplificadores espectroscópicos, analizadores monocanales, generadores de tiempo muerto, acoplados respectivamente a cada uno de los detectores, y módulo de coincidencias, que aceptará la llegada de dos señales como coincidentes, una por cada vía, si entre ellas hay una diferencia temporal inferior a una prefijada. Para cada medida, a un determinado ángulo, se obtienen como resultado las tasas de recuento de cada una de las dos vías gamma y la tasa de coincidencias. El experimento, estrictamente, sólo requiere el número de coincidencias y el valor del ángulo para el que se detectaron. Sin embargo, las tasas de recuento de las vías gamma deben permanecer invariantes respecto al ángulo formado por los ejes de los detectores. Si no ocurre así es porque algún parámetro geométrico ha cambiado durante el movimiento, que deberá ser corregido, usualmente desplazando un poco el detector en la dirección radial hasta recobrar las tasas de las medidas anteriores. Es difícil conseguirlo porque se requiere una gran precisión en la medida de la distancia y largo tiempo para comprobarlo. La solución será normalizar las tasas de coincidencia respecto a la tasa gamma del detector móvil. Por ello, el conocimiento de las tasas de registro de las emisiones gamma es un dato esencial del experimento.

La cadena de coincidencias es simple y estará formada por sendos amplificadores espectroscópicos Tennelec 244, conectados a sendos analizadores monocanales Ortec 455, encargados de seleccionar cada uno de ellos una de las líneas gamma involucradas en la correlación. Conectados a la salida de los monocanales se dispondrá de sendos módulos generadores de tiempo muerto Canberra 410A, cuyo objetivo es el de poder llevar a cabo las correcciones por la parálisis del equipo después de cada detección. Para ello, normalmente se escoge un tiempo muerto fijo inextensible de una duración de varios microsegundos (normalmente de 5 a 10  $\mu$ s) suficientemente más largo que el tiempo de conformación de impulsos del amplificador, garantizando así la buena definición del tiempo muerto. El valor

de este tiempo, así como su incertidumbre pueden ser determinados por medio de la técnica fuente-generador (Baerg, 1965). Se debe imponer un tiempo de resolución apropiado. Para ello se obtiene el espectro de diferencias de tiempos entre las señales procedentes de las dos vías y por medio de un convertidor tiempo-amplitud (TAC). Así puede determinarse el retardo promedio existente entre ambas vías y retrasar aquella que esté más adelantada el tiempo necesario para obtener la distribución de retardos centrada alrededor del cero. La técnica desarrollada por Williams y Campion (1965) es una de las que detalla cómo hacerlo. Ambas señales se envían al módulo de coincidencias Ortec 418A. En estas condiciones se debe asegurar que el valor del tiempo de resolución impuesto sea lo suficientemente largo para que todos los pulsos coincidentes sean aceptados como tales, y lo suficientemente corto para no aumentar considerablemente las coincidencias accidentales. El valor de FWHM del espectro del TAC determina el valor mínimo que debería imponerse. En la Figura 3.2 se presenta un espectro típico obtenido con el convertidor tiempo-amplitud.



**Figura 3-2. Espectro de tiempos obtenido con un convertidor tiempo-amplitud (TAC)**

El valor del tiempo de resolución y su incertidumbre pueden evaluarse mediante la

técnica fuente-generador. Para este caso el tiempo de resolución seleccionado será de 100 ns, porque éste es el tiempo mínimo elegible en el módulo de coincidencias del laboratorio. Las principales correcciones que se deben aplicar son: fondo, tiempo muerto y coincidencias accidentales. La fórmula de Bryant (1963) permite la corrección simultánea de todos estos factores:

$$N_c = \frac{N'_c - 2\tau N_{\gamma_1} N_{\gamma_2}}{\left(1 - N'_{\gamma_1} \tau\right) \left(1 - N'_{\gamma_2} \tau\right)} \left[ 1 + \frac{2N_c \tau - 2t_r (N_{\gamma_1} + N_{\gamma_2})}{2 - N_{\gamma_1} \tau - N_{\gamma_2} \tau} \right]^{-1}$$

En esta expresión,  $\tau$  es el tiempo muerto y  $t_r$  el tiempo de resolución  $N_c$  es el número de coincidencias obtenidas experimentalmente,  $N_{\gamma_1}$  y  $N_{\gamma_2}$  son las tasas de recuento gamma obtenidas en sus respectivas vías mientras que  $N'_{\gamma_1}$  y  $N'_{\gamma_2}$  son las estimaciones de las verdaderas tasas de emisión en las mismas vías, ya corregidas por el efecto del tiempo muerto. Su cálculo se realiza de acuerdo con las expresiones siguientes:

$$N'_{\gamma_1} = \frac{N_{\gamma_1}}{1 - N_{\gamma_1} \tau} \quad N'_{\gamma_2} = \frac{N_{\gamma_2}}{1 - N_{\gamma_2} \tau}$$

Se comprobó la fiabilidad del sistema y de los métodos de cálculo con medidas de correlación sencillas realizadas con  $^{60}\text{Co}$ . A partir de ese momento se inició el análisis del  $^{125}\text{Sb}$ , que se midió con este dispositivo y cuyos resultados se mostrarán en el siguiente capítulo.

El punto débil del diseño experimental anterior es que sólo se obtienen coincidencias entre las dos transiciones seleccionadas en las ventanas de sendos monocanales. Para analizar la correlación angular entre otras dos transiciones hay que seleccionarlas en los monocanales y repetir la experiencia en varias posiciones angulares. Este procedimiento es muy lento, ya que para cada ángulo se debe mantener la medida en activo durante muchas horas, incluso días, con objeto de tener un recuento estadísticamente aceptable. Repitiendo para cada ángulo y con ventanas distintas el proceso se prolonga considerablemente. La solución para optimizar el

tiempo de medida consistirá en componer una cadena electrónica con la que se pueda obtener el espectro de coincidencias de una transición gamma determinada con el resto de los fotones emitidos, guardándolo en la memoria de la tarjeta de adquisición. Así se convierte la medida en una experiencia de espectrometría de coincidencias. El laboratorio decidió proseguir con las medidas implantando el sistema experimental que se describe a continuación.

### **3.3 Segundo dispositivo experimental**

La cadena electrónica de espectrometría de coincidencias asociada a los detectores debe cumplir dos requisitos esenciales y difícilmente compatibles en muchas ocasiones, a saber: la resolución temporal y la resolución energética deben ser las mejores posibles. El cumplimiento de estas dos condiciones sólo será factible si se implementa un sistema de coincidencias rápido-lentas. La base de este método consiste en configurar una cadena de coincidencias por duplicado: la vía rápida será la encargada de seleccionar los pulsos coincidentes, mientras que la vía lenta seleccionará la amplitud de los pulsos. De esta manera, la cadena completa, tal y como ha sido instalada en el laboratorio, estará formada por los dos detectores de germanio ya descritos, con sus respectivos preamplificadores sensibles a carga, por sendos amplificadores espectroscópicos Tennelec 244 y por sendos amplificadores rápidos Canberra 211 conectados, todos ellos, directamente a los preamplificadores de los detectores de germanio, configurando así el comienzo de las cadenas lenta y rápida, respectivamente. Las salidas de ambos amplificadores, el rápido y el lento, correspondientes al detector de germanio plano estarán conectadas a sendos analizadores monocanales Ortec 455, encargados de seleccionar únicamente los eventos ocurridos en un estrecho margen de canales en los que se incluyen aquellos debidos a interacción de absorción total de la línea que haya sido seleccionada para ser analizada en correlación con todas aquellas con las que esté conectada. El amplificador rápido asociado al detector de germanio coaxial también está conectado a su respectivo analizador monocanal, aunque su ventana permanecerá completamente abierta, permitiendo el paso de todos los pulsos. Su objetivo no será otro que la conversión de las señales en pulsos lógicos rectangulares del mismo tamaño (5 V), adecuado para ser enviadas al

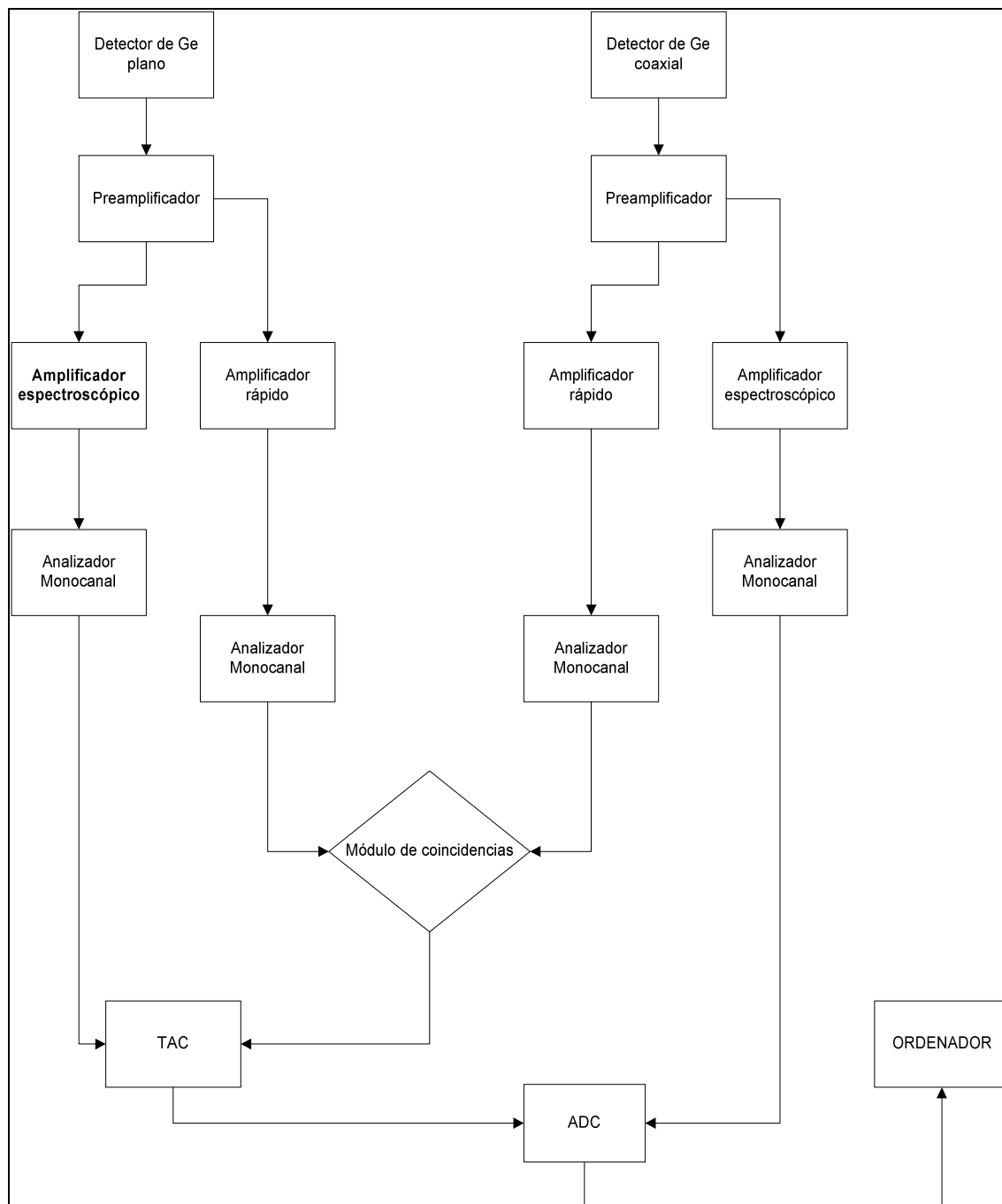
módulo de coincidencias Ortec 418A. A este módulo llegarán, además de las señales generadas en el detector coaxial, las seleccionadas en el monocanal procedentes del detector plano. El módulo de coincidencias responderá a todos aquellos eventos en los que ambos detectores hayan registrado alguna interacción dentro del tiempo de resolución. Es en este módulo donde existe la posibilidad de seleccionar el tiempo de resolución mínimo para las coincidencias. El tiempo elegido ha sido de 100 nanosegundos, al igual que en el sistema anterior. La realidad es que el espectro de tiempos obtenido con el TAC demuestra que se podría haber impuesto un tiempo bastante inferior, del orden de 50 nanosegundos, pero en el módulo de coincidencias de nuestro laboratorio no se pueden seleccionar tiempos de resolución inferiores. Incluso, si se hubiera dispuesto de dos detectores de germanio de geometría semejante, todavía podría haberse impuesto un tiempo menor. El tiempo elegido, relativamente largo, obligará a mayores correcciones por coincidencias accidentales. Este mismo módulo proporciona señales de salida lógicas, que serán utilizadas posteriormente.

Por otra parte, en la vía lenta, desde el amplificador espectroscópico asociado al detector de germanio plano se envían las señales al monocanal correspondiente y, desde éste, a un dispositivo de conversión tiempo-amplitud (TAC) Ortec 451, al que también se enviará la señal de coincidencia obtenida como respuesta en el módulo de coincidencias asociado a la vía rápida. Estos pulsos, lógicos y positivos, entrarán en el módulo a través de las entradas START y STOP, las señales rápida y lenta, respectivamente. La respuesta de este módulo será una señal siempre y cuando el intervalo temporal entre los dos pulsos de entrada sea inferior al tiempo máximo impuesto en el mismo TAC, que será de 1 microsegundo. Este tiempo es del orden del retardo generado entre la vía rápida y la lenta del germanio plano. En la Figura 3.3 se presenta un esquema funcional del dispositivo electrónico utilizado para las medidas.

Tal y como se ha configurado el sistema, es obvio que, si hay señal de coincidencia en la vía rápida, es muy probable que haya señal también en la vía lenta, ya que depende sólo de haber o no haber registrado la interacción en el detector plano. Por lo tanto, en la mayoría de los casos en que haya producido un pulso de coincidencia que llegue a la entrada "start", deberá ir acompañado de otro en la entrada "stop", aunque no recíprocamente. Decimos que "la mayoría" en vez de siempre, como lógicamente parece que debería ser, porque la resolución energética de los amplificadores espectroscópicos de la vía lenta es muy superior a



la de la rápida, por lo que, en la selección de la ventana en aquella vía se han impuesto condiciones más estrictas al rango de amplitud de los pulsos que a los de la vía rápida.



**Figura 3-3. Esquema de la cadena electrónica de coincidencias rápido-lentas utilizada para la adquisición de espectros gamma en coincidencia con una transición gamma prefijada**

La señal de respuesta del TAC será enviada al conector de entrada de coincidencias (GATE) del convertidor analógico-digital (ADC) Silena 7411, mientras que la señal lenta del amplificador espectroscópico Tennelec 244 asociado al detector coaxial se envía a la entrada (INPUT) del mismo ADC. Como consecuencia de todo el proceso que se ha detallado, este módulo, al operar en coincidencia, sólo registrará aquellos pulsos del detector coaxial que hayan coincidido con algún otro del detector plano durante el intervalo temporal impuesto por la vía rápida. El resultado del experimento será el registro de un espectro gamma de la muestra emisora en coincidencia con la transición gamma prefijada en el detector plano. Este espectro recibirá el nombre de “espectro de coincidencias”.

Las mayores dificultades que hay que remontar para el correcto funcionamiento del sistema provienen de la adecuada alineación temporal de todos los pulsos en ambas vías. Se debe corregir el retardo relativo que los diferentes módulos electrónicos producen en las señales de las cuatro vías presentes. Hay que tener en cuenta que, en la vía rápida, solamente los pulsos del detector plano son seleccionados en una ventana del monocanal, mientras que pasarán todos los pulsos generados en el detector coaxial, al estar completamente abierta su ventana, permitiendo que haya una gran variedad de tamaños de voltaje de pulsos, lo que dará lugar a un fenómeno llamado "walk", debido a la dependencia del origen de tiempo asignado al pulso con su propia amplitud, degradando la calidad de la resolución temporal. El ruido electrónico, "jitter", superpuesto a las señales, provoca fluctuaciones en la asignación temporal de los pulsos, contribuyendo también a su degradación. Estos fenómenos pueden corregirse mediante la colocación de un módulo "cross-over" entre los amplificadores rápidos y los monocanales, que será la solución finalmente adoptada en nuestro dispositivo. Es de señalar que este problema no era tan grave en el primer dispositivo experimental descrito en el apartado anterior, ya que las coincidencias se registraban sólo entre pulsos de determinado rango de tamaños seleccionados en los respectivos monocanales. La calidad del sistema se puede comprobar registrando un espectro de tiempos del sistema experimental, similar al que se presenta en la Figura 3.2. Las condiciones para aceptar la coincidencia entre el pulso de

salida del módulo de coincidencias y el del detector de germanio plano en el TAC no son tan drásticas como las impuestas en la vía anterior, ya que la selección temporal está hecha en la vía rápida, por lo que no es necesario incluir más módulos tipo "fast timing".

### ***Alineación del sistema***

El conocimiento del ángulo formado por ambos detectores en cada una de las posiciones obliga a que sea necesario determinarlo con precisión en alguna de ellas. Se ha decidido garantizar la correcta alineación geométrica de los detectores, es decir cuando ambos se encuentran enfrentados formando un ángulo de  $180^\circ$ . La determinación de la posición en la que ambos detectores tienen sus ejes de simetría superpuestos y, por tanto, formando un ángulo de  $180^\circ$ , se podría hacer a partir del dispositivo de colocación angular desarrollado en el laboratorio y que se ha mostrado en la fotografía del sistema, en la Figura 3.1. Este procedimiento sólo garantiza una correcta alineación geométrica de las carcasas, pero no la de la alineación de los cristales de germanio en su interior, ya que podrían estar desplazados o ligeramente rotados respecto al eje. Para obtener la mejor alineación posible se utilizó una fuente emisora de positrones, en concreto una muestra de  $^{22}\text{Na}$ , que permite conocer con mayor precisión el ángulo para el que su enfrentamiento es máximo. La detección en coincidencia de los fotones de aniquilación es la base del método propuesto. El ángulo entre los ejes para el que se obtuvo el máximo número de coincidencias entre los dos fotones de aniquilación de 511 keV, ya que se emiten con correlación angular máxima, al formar sus direcciones un ángulo de  $180^\circ$ , determinó la posición buscada. La muestra de  $^{22}\text{Na}$  utilizada está depositada sobre un disco de metacrilato suficientemente espeso para que la aniquilación en vuelo fuera del soporte sea despreciable. En caso contrario, la definición de la geometría sería muy complicada y quedaría invalidada la muestra para este objetivo. El experimento es muy sencillo y rápidamente puede obtenerse la mejor alineación. Las gráficas de la Figura 3.4 muestran varios de los espectros obtenidos, en los que puede apreciarse la variación del número de coincidencias de los fotones de aniquilación en función del ángulo entre los detectores

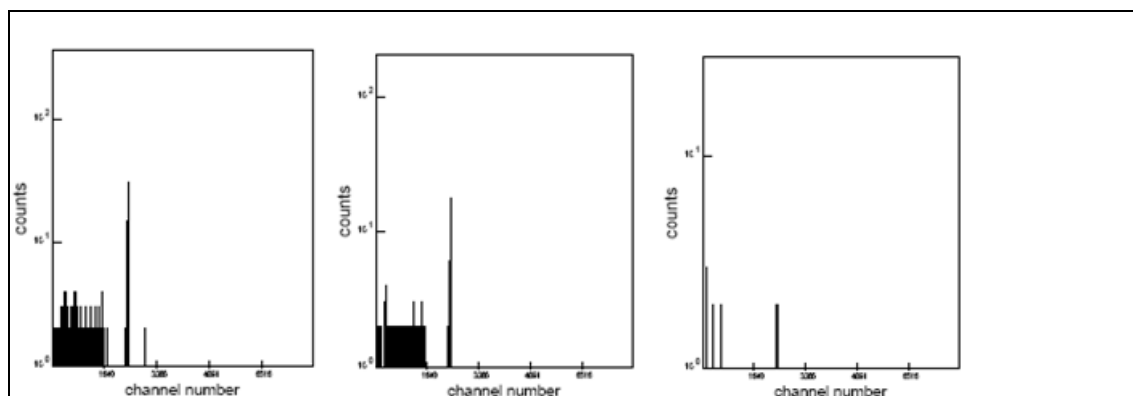


Figura 3.4. De izquierda a derecha, secuencia que muestra el espectro de coincidencias entre los fotones de aniquilación de  $^{22}\text{Na}$  para los siguientes valores del ángulo formado por ambos detectores: 0°, 2° y 50°.

### 3.4 Correcciones fundamentales

El análisis del resultado experimental de las medidas de correlación debe tener en cuenta todos los factores perturbadores que causen modificación en los parámetros que se desean determinar, sea para calcular las correcciones necesarias, si es posible, o para llevar a cabo acciones preventivas que minimicen o hagan despreciables esas perturbaciones. Vamos a detallar todas ellas, así como las soluciones adoptadas.

#### 3.4.1 Correcciones por tamaño finito de los detectores

La distribución de correlación angular deducida en el primer capítulo de este trabajo establece la relación funcional que se desea encontrar, pero es obvio que ésta sólo será válida cuando el ángulo sólido subtendido por los detectores sea despreciable y la muestra sea puntual, ya que solamente con detectores puntuales se puede definir inequívocamente el ángulo formado entre ellos. Es evidente que cualquier dispositivo experimental ha de tener un área finita, y por tanto, la extensión superficial del frente del detector impondrá

modificaciones en la distribución de correlación angular que deben ser cuantificadas. Estas correcciones se conocen usualmente con el nombre de correcciones por tamaño finito del detector. Profundizamos un poco más en el problema de calcularlas dada la gran importancia que tienen en la obtención de los resultados finales.

En principio, la correlación direccional entre fotones emitidos en cascada por la fuente vendrá descrita por:

$$W(\theta) = (1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta))$$

expresión ya descrita en el capítulo 1.

Sin embargo, el tamaño finito del detector impide reproducir experimentalmente esta expresión si no es teniendo en cuenta las correcciones pertinentes. Afortunadamente, el resultado del conjunto de medidas permite establecer claramente la existencia de correlación direccional, obteniendo como probabilidad experimental del proceso la expresión siguiente:

$$W(\theta) = (1 + \hat{A}_2 P_2(\cos \theta) + \hat{A}_4 P_4(\cos \theta))$$

Tanto en las expresiones teóricas como en las experimentales de  $W(\theta)$ , el término de orden 4 de la combinación lineal de polinomios de Legendre será el máximo presente. Tampoco habrá normalmente coeficientes de orden impar, salvo en el caso mencionado anteriormente del tamaño finito de la fuente. Los coeficientes obtenidos empíricamente deben mantener algún tipo de relación con los teóricos. En el caso de detectores cilíndricos axialmente simétricos esta relación es del tipo:

$$A_k = \frac{A'_k}{Q_k}$$

Los factores de corrección  $Q_k$ , normalizados con  $Q_0=1$  se calculan mediante la siguiente expresión:

$$Q_k = \frac{J_k^A(r_1)J_k^B(r_2) + J_k^A(r_2)J_k^B(r_1)}{J_k^A(r_1)J_k^B(r_2) + J_k^A(r_2)J_k^B(r_1)}$$

donde A y B se refieren a cada uno de los detectores y los factores  $J_k(r_i)$  representan la siguiente integral:

$$J_k(r_i) = \int P_k(\cos \alpha) \epsilon_i(\alpha, E_i) \sin \alpha d\alpha$$

donde  $P_k$  es el polinomio de Legendre de orden  $k$ ,  $\epsilon_i$  es la eficiencia de detección para fotones de energía  $E_i$  y  $\alpha$  es el ángulo entre la dirección del fotón incidente y el eje del detector. Estas expresiones para la correlación angular con corrección por tamaño finito se pueden encontrar deducidas en una publicación de Yates (1963).

La expresión analítica de la eficiencia viene expresada como:

$$\epsilon_i(\alpha, E_i) = 1 - e^{-\tau(E)\rho x}$$

donde  $\tau(E)$  es el coeficiente de absorción lineal en  $\text{cm}^2/\text{gr}$ ,  $\rho$  es la densidad del medio y  $x$  la longitud recorrida dentro del detector, sabiendo que el fotón penetró con un ángulo de incidencia  $\alpha$ .

El cálculo de los coeficientes  $J_k$  es sencillo si se consigue que la eficiencia  $\epsilon_i$  sea independiente del ángulo  $\alpha$  con el que el fotón incide en el detector. En caso contrario, la situación se vuelve muy complicada debido a varios factores: en primer lugar, las cadenas electrónicas de los detectores han sido ajustadas para responder solamente a sucesos registrados cuya deposición en energía sea la correspondiente a la energía total del fotón, es decir, se deben registrar solamente las coincidencias entre fotones que den lugar al fotopico de los espectros. Sin embargo, es bien sabido que por encima de 100 keV la mayor contribución de sucesos al fotopico no proviene de eventos fotoeléctricos, sino de interacción Compton múltiple. Por tanto, en la mayoría de los casos no será posible utilizar el coeficiente  $\tau(E)$  fotoeléctrico en la expresión de la eficiencia, ya que domina el Compton múltiple. Por otro

lado, la expresión de la eficiencia descrita anteriormente con  $\tau(E)$  total calcula procesos de una sola interacción. Es por tanto difícil hallar una solución analítica con detectores tan voluminosos en los que la probabilidad de dispersión múltiple sea tan alta. Al igual que en muchos casos mencionados hasta ahora, el cálculo de los valores  $Q_k$  sólo será posible gracias al método de simulación de Monte Carlo.

Desde los años 50 se han desarrollado diversos métodos para obtener los valores de  $Q_k$ . Primeramente, se realizaron determinaciones empíricas llevadas a cabo por Church y Krausshaar (1952). En los años 60, Winn y Sarantites (1968) descubrieron otro método empírico de determinación basado en absorbentes con geometrías especiales. También en los años 60, gracias a los métodos de Monte Carlo, se pudieron evaluar y publicar Tablas de valores de  $Q_k$  para diferentes geometrías de medida, aunque casi siempre aplicadas a detectores de NaI(Tl). Sólo a finales de esa década comenzaron a calcularse los mismos coeficientes para detectores de Ge(Li). Posiblemente, el análisis más detallado de cálculo con estos detectores sea el que desarrollaron Camp y van Lehn (1969) que muestra las diferencias entre los valores evaluados por Monte Carlo y los obtenidos a partir de determinaciones experimentales de  $\tau(E)$ .

### ***3.4.2 Correcciones por tamaño finito de la fuente***

Otra corrección que puede llegar a ser importante es la que tiene en cuenta el tamaño finito de la fuente radiactiva. Normalmente se considerará que la muestra es puntual, fundamentalmente porque sus dimensiones geométricas serán muy inferiores a la distancia que la separa de los detectores. De hecho, el diámetro de las muestras radiactivas emisoras gamma elaboradas en el laboratorio es menor que 0,5 cm, mientras que las distancias a los detectores plano y coaxial son de 5 y 7 cm. respectivamente. No obstante, hay algunas sugerencias importantes respecto a la dimensiones de una muestra en lo que afecta a las medidas de correlación. Si la muestra no puede considerarse puntual se producirán modificaciones importantes de la función de correlación, dando lugar a la aparición de términos impares en la combinación lineal de polinomios de Legendre. Se ha puesto especial cuidado en la

preparación de las muestras para evitar la dispersión espacial de los cristales. Así, la muestra de  $^{125}\text{Sb}$  se preparó depositando una gota de la disolución dentro del hueco cilíndrico de diámetro 0.5 cm practicado en el centro de un disco de metacrilato. La muestra se dejó secar a temperatura ambiente y se encapsuló pegando un círculo de plástico adherente sobre ella. Para la preparación de la muestra de  $^{152}\text{Eu}$  se procedió a depositar una gota de unos 10 mg de la disolución sobre un soporte de plástico termosellable para, a continuación, secarla bajo la lámpara de infrarrojos. Una vez seca se procedió a depositar otra gota de la misma masa, aproximadamente, en el lugar en el que quedó el residuo sólido de la anterior, repitiendo el proceso hasta 15 veces para obtener una muestra con la actividad deseada. Finalmente se procedió a sellar la muestra, quedando encapsulada dentro del plástico. El resultado ha sido una fuente de  $^{152}\text{Eu}$  prácticamente circular y con un diámetro inferior a 0.5 cm.

### ***3.4.3 Corrección por coincidencias accidentales***

La corrección por coincidencias accidentales puede llegar a adquirir importancia dependiendo de la intensidad de las transiciones que se analicen. Tal como ya se dijo en el capítulo 2, son coincidencias entre radiaciones gamma provenientes de núcleos distintos. La fórmula utilizada para calcular la tasa de coincidencias accidentales es la siguiente:

$$N_{\text{acc}} = 2\tau N_1 N_2$$

donde  $\tau$  es el tiempo de resolución impuesto en el módulo de coincidencias de la vía rápida, y  $N_1$ ,  $N_2$  son las tasas registradas en cada uno de los detectores y en los canales de la región que se estén considerando.  $N_{\text{acc}}$  es la tasa de coincidencias accidentales. Esta fórmula es sólo aproximada y sirve como cota superior cuando hay clara correlación entre las tasas de  $N_1$  y  $N_2$ . Se podrían utilizar fórmulas más complejas desarrolladas para órdenes superiores de corrección, pero, por lo general, dada la baja tasa de coincidencias con respecto a las tasas de emisión y el pequeño valor de  $\tau$ , es suficiente con la expresión anterior.



#### **3.4.4 Corrección de tiempo muerto**

La corrección de tiempo muerto del sistema no es crítica en las medidas que se están llevando a cabo. La baja tasa de coincidencias entre cualesquiera líneas de emisión que se estén registrando permite que no se necesite recurrir a complejas fórmulas para deducir las tasas verdaderas. Se han tratado de forma diferente las correcciones en cada uno de los dos sistemas experimentales. En el primero de ellos, en el análisis de correlación entre líneas prefijadas, se utilizaron las fórmulas de cálculo ya desarrolladas por Bryant (1963) para la técnica de calibración mediante coincidencias  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ , descritas anteriormente. Para el sistema de coincidencias rápido-lentas se ha confiado, a priori, únicamente en la corrección que la tarjeta de adquisición lleva a cabo mediante el proceso habitual del cálculo del tiempo real y del tiempo vivo consumidos durante el registro y almacenamiento del espectro. El buen funcionamiento del sistema ha sido comprobado numerosas veces en el laboratorio de espectrometría gamma con la ayuda de un generador de pulsos muy estabilizado. Sin embargo, la baja tasa de coincidencias, da lugar a que no haya, en ningún caso, diferencia entre el tiempo vivo y el tiempo total de acumulación de los espectros, por lo cual, las correcciones han sido innecesarias.

#### **3.4.5 Correcciones por decaimiento**

En los casos analizados no será necesario llevar a cabo correcciones por decaimiento durante el tiempo de medida, ya que si bien, para cada uno de los ángulos, la medida se ha llegado a mantener durante 3 días, los períodos de los radionucleidos estudiados son de varios años, por lo que las correcciones serán despreciables. Pero como algunas de las series de medidas de coincidencias con una línea prefijada se han mantenido durante más de un mes, es necesario referir todos los resultados a una fecha determinada, aplicando únicamente la corrección debida a la ley del decaimiento exponencial, siendo innecesaria la corrección por decaimiento durante la propia medida. De todas formas, las correcciones siempre han sido muy inferiores al 1%, por debajo de las incertidumbres experimentales.

### **3.4.6 Normalización de las tasas**

Una vez seleccionada una línea gamma en el detector de germanio plano, la tasa de recuento suministrada por el mismo debe permanecer invariante respecto al ángulo, ya que la emisión de fotones de una fuente no orientada es isótropa. Sin embargo, a veces se observa que hay variaciones de la tasa que son incompatibles con la incertidumbre estadística. Ello, generalmente, es debido a que algún parámetro geométrico se ha modificado durante el giro, normalmente la distancia fuente-detector. Este fenómeno puede estar acompañado de un ligero desplazamiento de la ventana del monocanal, lo cual también modificará la tasa de recuento, por lo que habrá que asegurarse, a la vista del espectro, de que tal hecho no ha ocurrido. Aunque el efecto sea pequeño, altera las tasas de coincidencia y añade incertidumbre al experimento. En cada uno de los ángulos, además de las coincidencias, se ha computado la tasa de recuento en la ventana del monocanal del germanio plano. En algunos casos, cuando no se ha conseguido mantener la tasa original, la solución adoptada ha sido la de normalizar el número de coincidencias a ese ángulo determinado con el valor obtenido en la ventana del monocanal a un ángulo de referencia escogido. En nuestro caso ese ángulo ha sido el de 180°.

### **3.4.7 Correcciones debidas a las impurezas**

Se ha medido durante diez días el espectro de la muestra de  $^{152}\text{Eu}$ , con un detector de germanio ultrapuro blindado con plomo, cadmio, cobre y parafina, para identificar las impurezas presentes y su porcentaje, sobre todo las de  $^{154}\text{Eu}$ . Aparte de este isótopo, no se han encontrado trazas de otros radionucleidos que no fueran los presentes en el fondo radiactivo. La proporción de este nucleido en el momento de la medida ha resultado ser del orden del 0,4% del total de cuentas registradas en el espectro. En la Figura 3.5 puede verse el espectro obtenido de  $^{152}\text{Eu}$ . En la Figura 3.6 se muestra un detalle del mismo en el que se señalan los picos de  $^{154}\text{Eu}$ , que demuestran su presencia. Su incidencia será irrelevante en la mayor parte del estudio.

## DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

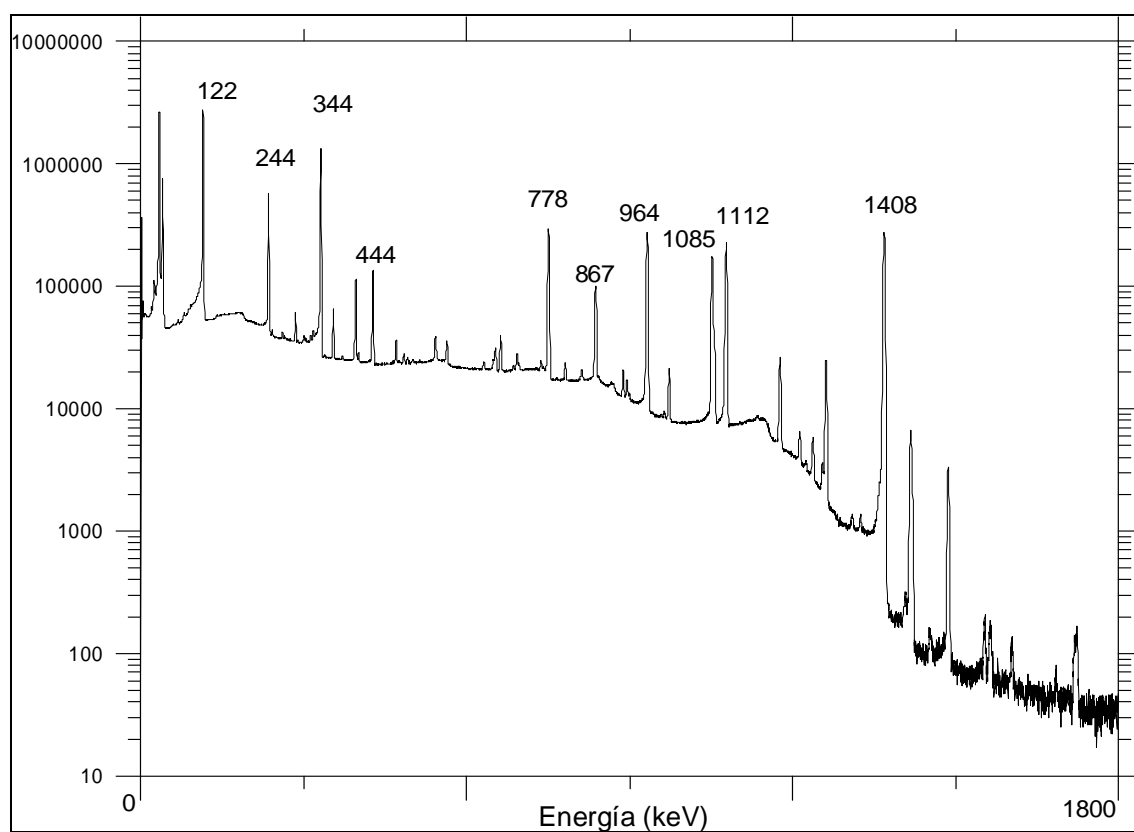


Figura 3-5. Espectro gamma del nucleido  $^{152}\text{Eu}$ . Se indican las energías de las líneas mas intensas

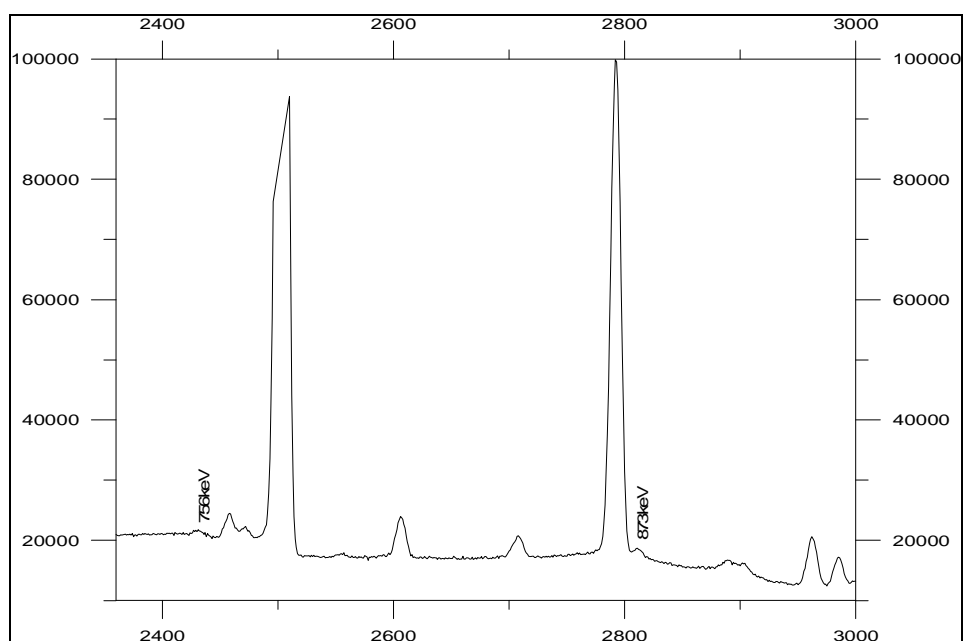


Figura 3-6. Detalle del espectro gamma del nucleido  $^{152}\text{Eu}$  en el que se aprecia la existencia de picos de baja intensidad correspondientes a  $^{154}\text{Eu}$  (756 y 873 keV)

### 3.5 Realización de las medidas: parámetros geométricos, tiempo de medida.

#### 3.5.1 Distancia fuente-detectores

La distancia a la que se deben ubicar ambos detectores respecto de la muestra emisora es otra decisión importante que afecta a la precisión de las medidas. Cuanto más lejos se encuentre la muestra de ambos detectores, más definida estará la correlación y menos sensibles serán las medidas respecto a las pequeñas variaciones que se pueden producir en la distancia fuente-detector al variar el ángulo. Sin embargo, obviamente, se necesitará mucho más tiempo para alcanzar un número de coincidencias estadísticamente significativo. Este es un grave problema, ya que la baja eficiencia de ambos detectores obligará a medir durante períodos muy prolongados. La decisión tomada ha sido la de llevar a cabo la experiencia colocando la muestra a 5 cm. del detector plano y a 7 cm. del coaxial. La variación del ángulo sólido en función de la distancia y del posible error en el posicionamiento ( $\Delta d$ ) del detector plano puede calcularse con la expresión de Debertin y col. (1988).

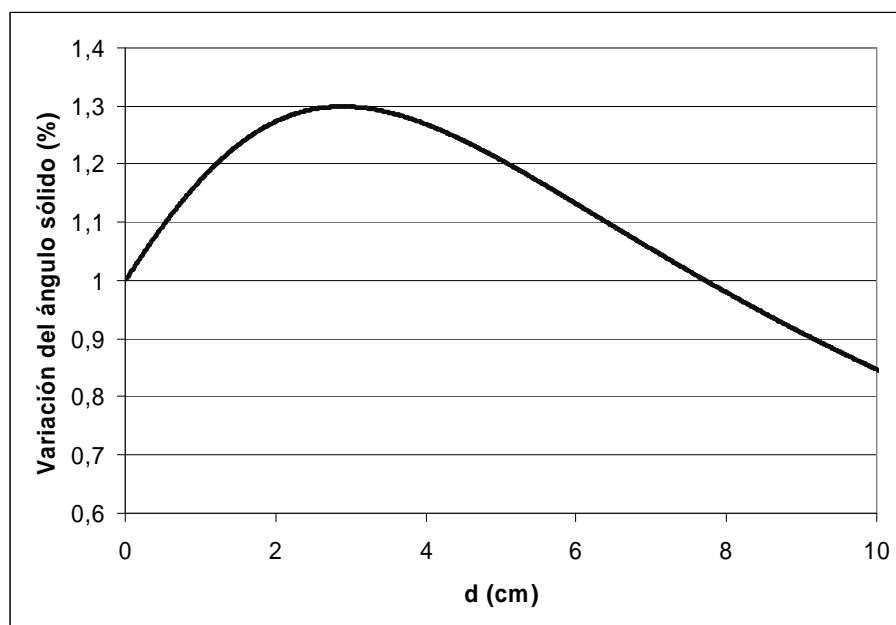


Figura 3-7. Variación relativa del ángulo sólido en función de la distancia fuente detector para un error  $\Delta d = 0,5$  mm

Las variaciones del ángulo sólido con respecto a las posibles variaciones de la distancia a la fuente conforme gira el detector plano no son muy grandes, como puede verse en el gráfico de la Figura 3.7 y serán del orden del 1% incluso si se admite un error en la distancia de 0,5 mm. La Figura muestra la variación relativa del ángulo sólido ( $\Delta\Omega/\Omega$ ), en función de la distancia fuente-detector, suponiendo que  $\Delta d=0,5$  mm, y un detector de 5 cm de diámetro. En concreto, a 5 y 7 cm de distancia, las variaciones llegan a ser del 1,20 y 1,05 %, respectivamente.

### **3.5.2 *Tiempo de medida***

Todo experimento de coincidencias debe mantenerse durante un periodo de tiempo relativamente largo por las razones aducidas en el párrafo anterior. Por un lado, es esencial que haya alguna distancia entre la fuente y los detectores para obtener un rango angular limitado en cada medida, y por otro lado, hay que registrar las coincidencias entre dos detectores de germanio, cuya eficiencia no es muy alta. Todo ello obliga a realizar medidas de larga duración. A modo indicativo, el tiempo de medida mantenido para cada ángulo ha sido del orden de 3 ó 4 días, durante el que se han recogido, en buena parte de los casos analizados, entre 2000 y 10000 coincidencias. En no pocas ocasiones ha sido mayor, hasta 40000 coincidencias, o mucho menor, del orden de 1000 e incluso inferior, como ha ocurrido en los experimentos con algunas líneas de muy baja intensidad. En el próximo capítulo se discutirán algunos casos particulares, pero las cascadas en las que se haya conseguido un número de coincidencias inferior a un centenar no han sido analizadas, ya que el análisis de la correlación direccional no puede hacerse con suficiente precisión.

### **3.5.3 *Control de la estabilidad***

El largo tiempo durante el que se ha mantenido cada medida es causa de degradación de la resolución de los picos presentes en los espectros, ya que pueden variar la ganancia de

los amplificadores y la anchura de las ventanas de los monocanales en el transcurso del experimento. No se han utilizado estabilizadores de espectros ni ninguna otra técnica que no sea la de comprobar periódicamente la resolución de algunos de los fotopicos. El laboratorio de espectrometría gamma en el que se llevaron a cabo las medidas mantiene controlada la temperatura con una variación de  $\pm 1^\circ\text{C}$ , lo que asegura en cierto modo la estabilidad del sistema. En realidad, la mayoría de las veces, el pequeño desplazamiento (como máximo varias décimas de keV) de la posición de los picos no va a ser un grave problema. En ningún caso habrá picos tan próximos en energía como para que las variaciones del espectro con el tiempo de medida den lugar a problemas de superposición. Se ha aceptado una pérdida de resolución que, en el peor de los casos, llega a ser del orden del 15%. El mayor problema podría presentarse en el momento de analizar la forma de pico para deducir la contribución neta al mismo, ya que sería el resultado de la superposición de varios picos cuyos centros están desplazados algunas décimas de canal. Los problemas encontrados en este tipo de análisis están más relacionados con el escaso número de sucesos obtenidos en el fotopico, el cual, por lo tanto, estará mal definido estadísticamente, que con la degradación del mismo. Respecto al detector de germanio plano, se ha controlado la tasa de recuento y su espectro para garantizar que las variaciones no han sido excesivas a lo largo de la medida. Los extremos de la ventana ajustada del monocanal se encuentran, siempre que haya sido posible, en regiones planas del espectro para asegurar en la mayor medida posible la estabilidad frente a variaciones de la anchura de la ventana.

#### ***3.5.4 Elección de los ángulos***

Algunos estudios sobre correlación direccional sugieren realizar las medidas a determinados ángulos, dependiendo de los radionucleidos (Reich y col., 1963). Con ello se pretende optimizar la duración del experimento para obtener más rápidamente los valores de los coeficientes, a partir de medidas con 3 ó 4 ángulos únicamente. No se ha realizado ningún análisis de este tipo. Se han llevado a cabo medidas en múltiples posiciones, con un número de ángulos suficientemente grande para reproducir los valores cuando se hayan obtenido resultados estadísticamente significativos. Williamson (1964) demostró la idoneidad de

---

realizar medidas en el mayor número posible de ángulos, por la menor correlación estadística entre los coeficientes resultantes del experimento, fácil detección del descentramiento de la fuente y eliminación del posible fondo de coincidencias. El mayor número de medidas a diferentes ángulos implica mayor número de grados de libertad en el análisis y la posibilidad de aplicar los ensayos estadísticos con mayor seguridad. Dependiendo de los casos analizados, el número de ángulos a los cuales se han llevado a cabo las medidas, oscila entre 6, como mínimo, hasta 9 como máximo.

### **3.6 Programa de análisis de las correlaciones gamma-gamma**

Los datos experimentales han sido analizados mediante un programa desarrollado por L.P. Ekström (1983) para el estudio de las correlaciones angulares gamma-gamma a partir de estados no alineados. Las bases fundamentales del programa se describen a continuación.

El programa reconoce tres tipos de datos experimentales:

- 1) Coeficientes  $A_2$  y  $A_4$  resultantes de la correlación direccional.
- 2) Valores  $\delta_1$  y  $\delta_2$  obtenidos en otros experimentos.
- 3) Coeficientes de conversión interna de las transiciones  $\gamma_1$  y  $\gamma_2$ .

Suponiendo que  $E_i \pm \Delta E_i$  es el valor experimental y su incertidumbre de alguno de los datos admitidos por el programa, y que  $T_i$  es el valor teórico correspondiente, el programa calcula la suma de los cuadrados de los residuos:

$$Q^2 = \sum (E_i - T_i)^2 / \Delta E_i^2$$

y busca el valor del parámetro que se desea encontrar minimizando  $Q^2$  respecto al mismo. Se supone que los datos son independientes y que las incertidumbres son puramente estadísticas.

Para una secuencia dada de espines, el programa rastrea todos los posibles valores de

ATANG( $\delta_1$ ) y minimiza  $Q^2$  respecto a  $\delta_2$  (calculando a través de los valores de ATANG( $\delta_2$ ), con lo que se obtiene la función  $M^2(\delta_1)$ . El valor estimado de  $\delta_1$  y el cuadrado de los residuos en ese punto ( $M^2_{\min}$ ) se evalúan mediante interpolación cuadrática cerca del mínimo de  $M^2(\delta_1)$ .

Cuando el mínimo no esté sobre una parábola es posible que los valores estimados de ( $\delta_1$ ) y de su incertidumbre no sean correctos. Este problema no está causado por una deficiencia del programa, sino por la mala definición de los datos. Si el mínimo no se encuentra en una parábola, se debe declarar un determinado rango de valores de ( $\delta_1$ ) en lugar de un valor y su incertidumbre.





## 4 ESTUDIO DE LAS CORRELACIONES DIRECCIONALES ENTRE RAYOS GAMMA ASOCIADOS A LA DESINTEGRACIÓN POR EMISIÓN $\beta^-$ DE $^{125}\text{Sb}$

### 4.1.1 Introducción

El primer estudio con el primer sistema experimental descrito se inició con las medidas de correlación direccional  $\gamma$ - $\gamma$  entre varios fotones emitidos en la desexcitación de  $^{125}\text{Te}$ . Este es un radionucleido relativamente sencillo, al no emitir un elevado número de transiciones gamma y porque sus niveles excitados pueden ser interpretados fácilmente. A pesar de todo ello y de la reevaluación llevada a cabo por Katakura y col. (1993) las multipolaridades de varias transiciones gamma relativamente intensas no son muy bien conocidas. Se han seleccionado las ventanas de los monocanales asociados a cada detector en la energía correspondiente a cada uno de los fotones de las dos transiciones correlacionadas que vamos a analizar. Las medidas se han llevado a cabo en los siguientes ángulos entre los ejes de ambos detectores:  $180^\circ, 155^\circ, 140^\circ, 130^\circ, 110^\circ$  y  $90^\circ$ . La duración de las mismas para cada ángulo ha sido de 90000 segundos.

Los estados de baja energía del  $^{125}\text{Te}$ , hijo de la desintegración del  $^{125}\text{Sb}$ , han sido objeto de numerosas investigaciones (Marelius y col. (1970) Kerek y col. (1972)).  $^{125}\text{Te}$  es un nucleido de masa impar próximo a la región de capas cerradas de protones y ha sido estudiado tanto por medio del decaimiento  $\beta^-$  del  $^{125}\text{Sb}$  como a través de procesos de excitación coulombiana y otras técnicas experimentales. En principio, la estructura de niveles parecía ajustarse bien a la predicha por el modelo de capas, lo cual sólo es cierto para los niveles inferiores. Una aproximación más apropiada lo describe como un núcleo esférico con estados excitados vibratorios y de cuasi-partícula. El modelo de acoplamiento intermedio de

Glendenning (1960) y, sobre todo, el modelo PPQ (Pairing Plus Quadrupole), aplicado por Kisslinger y col. (1966) permitieron reconstruir casi todo el esquema de niveles a partir del acoplamiento de 3 cuasi-partículas. Finalmente, la mayor parte de los niveles pueden ser explicados (Walters y Meyer, 1976) a partir del acoplamiento de cinco estados de partícula aislada del modelo de capas a la coraza par-par.

Las transiciones analizadas en este nucleido son las de energías 116,95, 176,33, 204,14, 321,03 y 380 keV, que se van a describir en el próximo apartado .

## **4.2 Análisis de la correlación direccional en $^{125}\text{Te}$**

### **4.2.1 Cascada 321-176**

La primera medida que describiremos es el resultado de la correlación direccional entre las transiciones de 321 y de 176 keV. En esta cascada el primer fotón parte del nivel de 642 keV, deja al núcleo en el nivel de 321 keV, que se desexcita emitiendo el segundo fotón. Además, se sabe que (Kisslinger (1966) ,Kerek y col. (1972)) la secuencia de espines y paridades de los niveles es la siguiente:  $7/2^+ - 9/2^- - 11/2^-$ .

Las medidas de las razones de los coeficientes de conversión interna de las subcapas L (Kerek) de la transición de 176 keV dieron lugar a un valor de  $\delta(176)=-0,62 \pm 0,03$  , mientras que el signo negativo fue obtenido por otros procedimientos (Stone y col. 1968). Las medidas de correlación direccional que hemos llevado a cabo han tenido por objeto determinar las proporciones de la mezcla E1 y M2 de la transición de 321 keV. Es preocupante, en principio, el largo tiempo de vida media del estado intermedio de espín 9/2, que es del orden de 0,703 ns y que, por lo tanto, podría verse afectado por campos externos al núcleo, dando lugar a cierta atenuación de la correlación. Tal como explicaremos posteriormente y, afortunadamente, éste no ha sido el caso. El resultado obtenido es que la transición de 321 keV puede tener carácter E1+M2 de acuerdo a lo que se deduce de los espines y paridades de los niveles. Los resultados obtenidos a partir de las medidas experimentales son:

$$A_2 = -0,144 (0,012) \quad A_4 = 0,00 (0,01)$$

$$\delta(321) = -0,003 (+0,013 -0,013)$$

Como conclusión de este análisis podemos decir que los datos son consistentes con una transición pura de carácter E1.

#### 4.2.2 Cascada 204-176

Hemos obtenido la función de correlación direccional entre las transiciones de 204 y 176 keV. Esta cascada parte del nivel de 525,4 keV, cuyo valor de espín ha sido fuente de discusión entre varios autores. Sabemos, a partir de medidas realizadas anteriormente y de la discusión entre diversos autores, Kerek y col. (1972), Barrette y col. (1971), Nagpal y col. (1979), que la secuencia de espines entre los niveles emisores de esos fotones es la siguiente :  $J^\pi - 9/2^- - 11/2^-$ , donde  $J^\pi$  puede ser  $7/2^-$ ,  $9/2^-$  u  $11/2^-$ . Se conocen también las razones de mezcla de multipolaridades, que son  $\delta(204) = 1,6$  y  $\delta(176) = -0,62$  (Kerek y col. 1972). En este caso se pretende hallar el valor del espín del estado inicial que pueda reproducir más fielmente los resultados experimentales. Medidas de correlación angular de la cascada 109,3-380,6 keV (Inamura, 1968) indicaban que el valor del espín sería  $7/2$ . Sin embargo, otros experimentos de orientación nuclear no lo confirmaban y sugerían los valores  $9/2$  y  $11/2$ . La medida de esta correlación tratará de aportar un nuevo resultado. Como resultado del ajuste de mínimos cuadrados se han obtenido los siguientes valores de los parámetros de la función de correlación angular:

$$A_2 = -0,405 (0,012) \quad A_4 = 0,032 (0,046)$$

El resultado del análisis con el programa DELTA nos indica que el valor de  $J=7/2$  es el único que da lugar a un valor aceptable de  $\chi^2$ .

En esta medida de correlación, así como en la anterior, el estado nuclear excitado

---

intermedio es el de 321 keV, que tiene una vida media relativamente larga, por lo que se deberían conocer los parámetros de atenuación. Sin embargo, se ha visto cómo en la correlación entre las transiciones de 204 y 176 keV que los coeficientes encajan con la suposición de espín del estado inicial igual a  $7/2$ . La buena concordancia entre esos coeficientes y los valores teóricos calculados exclusivamente a partir de la secuencia de espines y de los valores de las razones de multipolaridad sugieren que se pueden despreciar los campos nucleares externos y suponer que no hay atenuación, lo cual a su vez, confirma los resultados de las medidas de la sección anterior.

#### **4.2.3 Cascada 117-204**

Esta cascada obedece a la siguiente secuencia de espines y paridades :  $7/2^+ \rightarrow 7/2^- \rightarrow 9/2^-$ . La transición de 117 keV parte del nivel de 642 keV, puebla el de 525 keV, desde donde parte la transición de 204 keV. La asignación  $7/2$  al espín del estado intermedio proviene del resultado obtenido a partir de la medida descrita anteriormente. El valor asignado a la transición de 204 keV es  $\delta(204)=1,6$ , ya conocido a partir de las medidas de Kerek, como ya se comentó anteriormente. El orden multipolar de la primera transición puede ser, de acuerdo a los espines y paridades involucrados, una mezcla  $E1+M2$ . Los valores obtenidos mediante el ajuste de mínimos cuadrados son:

$$A_2=-0,41 (0,02) \quad A_4=0,04 (0,04)$$

$$\delta(117)=-0,012 (+0,02 -0,02)$$

Los análisis realizados con las secuencias de espines  $7/2^+ \rightarrow 9/2^- \rightarrow 9/2^-$  y  $7/2^+ \rightarrow 11/2^- \rightarrow 9/2^-$  no proporcionaron resultados de  $\chi^2$  aceptables, lo que nos asegura y confirma en las conclusiones de la sección anterior. El resultado obtenido es que esta transición es consistente con una de carácter  $E1$  casi puro.

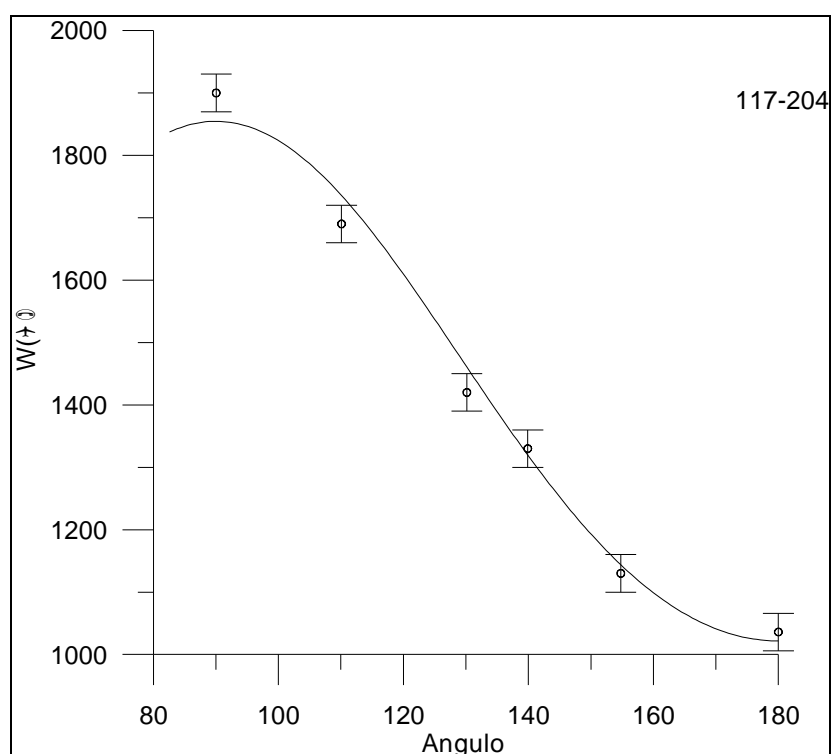
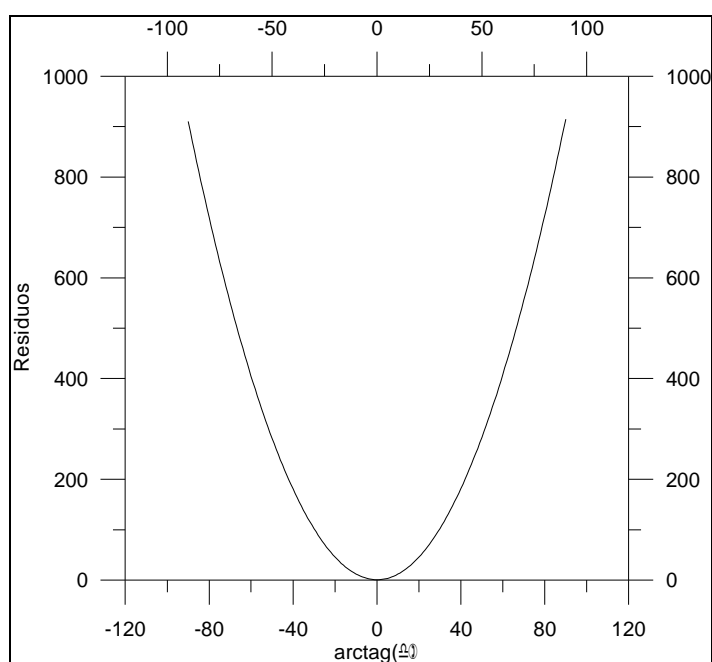


Figura 4.1 Resultados experimentales y curva ajustada de la cascada 117-204 keV.

#### 4.2.4 Cascada 117-380

Esta cascada obedece a la siguiente secuencia de espines y paridades :  $7/2^+ \rightarrow 7/2^- \rightarrow 11/2^-$ . Al igual que en el estudio precedente, la transición de 117 keV parte del nivel de 642 keV, puebla el de 525 keV, desde donde parte la transición de 380 keV, que deja al núcleo en un estado excitado de 145 keV y espín y paridad  $11/2^-$ . El fotón deberá transportar, al menos un valor del momento angular igual a 2. La asignación  $7/2$  al espín del estado intermedio proviene del resultado obtenido a partir de la medida descrita anteriormente. El valor asignado a la transición de 117 keV es  $\delta(117) = -0,012$ , ya deducido a partir de las medidas anteriores.



**Figura 4.2 Representación de los Residuos en función del  $\arctag(\delta)$  en el proceso de minimización. Los dos mínimos son las soluciones encontradas para  $\delta$  de la transición de 380 keV.**

El orden multipolar de la primera transición puede ser, de acuerdo a los espines y paridades involucrados, una mezcla E1+M2. Los valores obtenidos mediante el ajuste de mínimos cuadrados son:

$$A_2 = -0,097 \text{ (0,02)} \quad A_4 = 0,064 \text{ (0,04)}$$

$$\delta(380) = -0,001 \text{ (+0,026 -0,026)}$$

El resultado final indica que se trata de una transición E2 pura. Nuclear Data Sheets (1993) asigna carácter E2 a esta transición, al igual que Inamura (1968). La Figura 4.2 muestra la parábola obtenida en la minimización, y el valor mínimo prácticamente en  $\delta=0$ .

## **5 ESTUDIO DE LAS CORRELACIONES DIRECCIONALES ENTRE RAYOS GAMMA ASOCIADOS A LA DESINTEGRACIÓN POR CAPTURA ELECTRÓNICA DE $^{152}\text{Eu}$**

### **5.1 Introducción**

El isótopo de masa 152 del Europio es uno de los radionucleidos más utilizados para la calibración en energía y eficiencia de detectores de semiconductor, de germanio fundamentalmente. Ello es debido a su período de decaimiento relativamente largo (13,537 años) y a que su desintegración mediante tres vías:  $\beta^-$  y captura electrónica/ $\beta^+$ , da lugar a la población de varios estados excitados de  $^{152}\text{Gd}$  y de  $^{152}\text{Sm}$ , respectivamente. Estos dos nucleidos tienen gran interés en física nuclear, ya que el despoblamiento de sus niveles permite comparar en profundidad las predicciones de diversos modelos nucleares gracias a la emisión de un numeroso conjunto de rayos  $\gamma$  en un rango energético bastante amplio (desde 122 hasta 1769 keV). Estas características han extendido considerablemente la utilización de este nucleido para la preparación de muestras radiactivas de referencia con el propósito de calibrar en energía y eficiencia muchos espectrómetros de radiación  $\gamma$ . La importancia práctica de este isótopo del europio ha sido la causa por la que se hayan analizado minuciosamente, por parte de muchos laboratorios, la mayoría de las transiciones  $\gamma$  de los nucleidos descendientes, que se conozcan sus intensidades de emisión con incertidumbres inferiores al 1% (Debertin, 1979) y de que se hayan estudiado frecuentemente los momentos angulares de los fotones emitidos y los espines de los estados nucleares excitados.

Además de su interés metrológico, los dos nucleidos hijos de la desintegración del



$^{152}\text{Eu}$  han adquirido gran importancia para la comprobación o para el ajuste de algunos parámetros nucleares en algunos de los diversos modelos propuestos. En principio, el  $^{152}\text{Gd}$  parecía adaptarse bien a las características de los estados vibratorios de un oscilador armónico, habiendo sido descrito como el límite vibracional SU(5) del modelo de bosones interactuantes (IBM). El  $^{152}\text{Sm}$  es, a primera vista, un nucleido de mayor interés aún que el anterior ya que se encuentra en la región de núcleos deformados con estados de baja energía propios del espectro de rotación, y ha sido interpretado como un núcleo de transición entre los límites de las representaciones SU(5), de vibración, y SU(3), de rotación, en la terminología IBM (Interacting Boson Model). De todas formas, tal y como se comentará en el texto, un estudio más profundo del  $^{152}\text{Gd}$  descubre una complejidad mayor que la esperada inicialmente y ha sido estudiado por comparación con los nucleidos de transición, tratándolo como tal entre los límites de las representaciones SU(5) y SU(3), al igual que el  $^{152}\text{Sm}$ .

Los primeros análisis de la desintegración del  $^{152}\text{Eu}$ , a lo largo de la década de los 60, se hicieron fundamentalmente llevando a cabo medidas con un solo detector de radiación  $\gamma$ , sea cristales de centelleo de NaI(Tl) o de semiconductor, básicamente detectores de Ge(Li) y, a partir de los años 70, con detectores de germanio hiperpuro. Sharma y col. (1980) publicaron una de las listas más completas de intensidades y energías de emisión. Riedinger y col. (1967), Barrette y col. (1970) y Baker y col. (1972) realizaron medidas de coincidencias con sistemas experimentales compuestos por dos detectores que incluían, como mínimo, un detector de germanio, en concreto de Ge(Li). Stewart y col. (1990) publicaron finalmente la relación más detallada, hasta el momento, de intensidades y energías, con el hallazgo de 15 transiciones no identificadas hasta ese momento, encontradas gracias a las medidas de coincidencias realizadas con dos detectores de Ge, resultados bastante controvertidos sobre los que se discutirá en el texto.

El objetivo de este trabajo ha sido el de evaluar las razones de multipolaridad de algunas de las transiciones  $\gamma$  de los nucleidos hijo, o bien, si éstas fuesen conocidas, determinar el espín de alguno de los estados excitados involucrados en el proceso. Ello se ha llevado a cabo utilizando un sistema experimental de coincidencias rápido-lentas entre

---

un detector de germanio coaxial y otro de germanio plano, mediante el dispositivo experimental descrito en el capítulo anterior.

La muestra de europio utilizada para este estudio fue preparada y calibrada en el Laboratorio de Metrología de Radiaciones Ionizantes del Ciemat a partir de una disolución del mismo radionucleido y cuya actividad específica se determinó con una incertidumbre menor del 1%. Es una fuente puntual, encapsulada, ubicada dentro de un soporte plástico termosellable. El método de producción de este isótopo de europio ha sido mediante la irradiación neutrónica de óxido de europio enriquecido con el isótopo de masa 151. La muestra está calibrada en actividad utilizando un detector de NaI(Tl) cuya eficiencia se calcula por medio de una simulación con el método de Monte Carlo. Proporciona, aproximadamente, una tasa de recuento fotónica en el detector coaxial de unos 6500 eventos por segundo a una distancia de 7 cm. En el capítulo 3, en la Figura 3.4 se presentó el espectro  $\gamma$  del  $^{152}\text{Eu}$  obtenido con un detector de germanio coaxial. Es un nucleido con un gran número de transiciones y muy variadas energías e intensidades de los fotones emitidos.

Se han registrado diversos espectros de coincidencias, seleccionando en las vías rápida y lenta del detector de germanio plano una transición energética determinada y recolectando en la vía lenta del detector de germanio coaxial el espectro de todas aquellas transiciones que hayan coincidido dentro del tiempo de resolución con aquella, repitiendo todo el proceso para diferentes valores del ángulo entre los ejes de simetría de ambos detectores, tal como ha sido detallado en el capítulo anterior. Para cada caso será necesario llevar a cabo las correcciones pertinentes, fundamentalmente las debidas al fondo de correlación, a las coincidencias accidentales y al tamaño finito de los detectores.

El resultado de la desintegración por captura electrónica del  $^{152}\text{Eu}$  es el  $^{152}\text{Sm}$ , nucleido estable, habiendo una pequeña contribución, menor del 0,027%, y despreciable a efectos prácticos, de generación de este isótopo por emisión  $\beta^+$ . El decaimiento por captura ocurre en el 72,1% de las desintegraciones del  $^{152}\text{Eu}$ . El  $^{152}\text{Sm}$  es un nucleido par-par que se encuentra en el borde de la región de núcleos altamente deformados, por lo que siempre ha habido un gran interés en estudiar sus niveles excitados y las fracciones entre las

---

posibles multipolaridades de sus transiciones. En este tipo de núcleos se espera encontrar los niveles excitados propios de las energías de rotación de la coraza nuclear, que deberían guardar entre sí una proporción fija en sus valores. De hecho, entre los dos primeros niveles excitados, el valor teórico de ese cociente,  $R$ , es igual a 3,33, mientras que en el  $^{152}\text{Sm}$  se alcanza el valor 3,02. Muchos modelos nucleares han tratado de reproducir fielmente el esquema experimental de niveles, recurriendo a la demostración de la existencia de acoplamiento por interacción entre el movimiento rotacional macroscópico y el movimiento intrínseco, de tal forma que las desviaciones observadas respecto al modelo inicial queden así explicadas. Este nucleido proporciona además la posibilidad de análisis de las bandas vibratorias  $\beta$  y  $\gamma$ , siendo probablemente uno de los que ofrecen mayores posibilidades de estudio en este aspecto. También es interesante mencionar el hecho de que los isótopos del samario exhiben una de las tres transiciones de fase descritas por Kumar (1975) : en los isótopos del samario, conforme aumenta el número de neutrones, los núcleos van evolucionando desde la forma esférica a la deformada en la región comprendida entre  $A=148$  hasta 150, por lo que para  $A=152$  ya está claramente deformado y su parámetro de deformación  $\beta$  alcanza el valor 0,293 en el estado fundamental. Por otro lado, en los estudios llevados a cabo por Carlos y col. (1971), se confirmó que este nucleido es prolato en ese estado. Además, el modelo de rotor asimétrico de Davydov y col. (1960) predicen el parámetro  $\gamma$  de los núcleos asimétricos a partir del cociente entre las energías de excitación de espín 2 de la banda  $\gamma$  y de la banda rotacional. Para el samario este valor es 8,9 lo que da lugar a que el parámetro de asimetría sea aproximadamente 13. No obstante, en una buena parte de los casos que se van a tratar, y en especial en la determinación de las razones de mezcla, el modelo nuclear utilizado y la forma del núcleo son casi irrelevantes, ya que los parámetros de forma involucrados son los mismos tanto para las transiciones eléctricas como para las magnéticas, quedando así cancelados en el cociente.

Los resultados obtenidos a partir de las diferentes cascadas medidas y analizadas se describen a continuación separadamente. La Figura 5.1 muestra el esquema de desexcitación simplificado de la desintegración por captura. Casi todas las transiciones analizadas están incluidas en él.

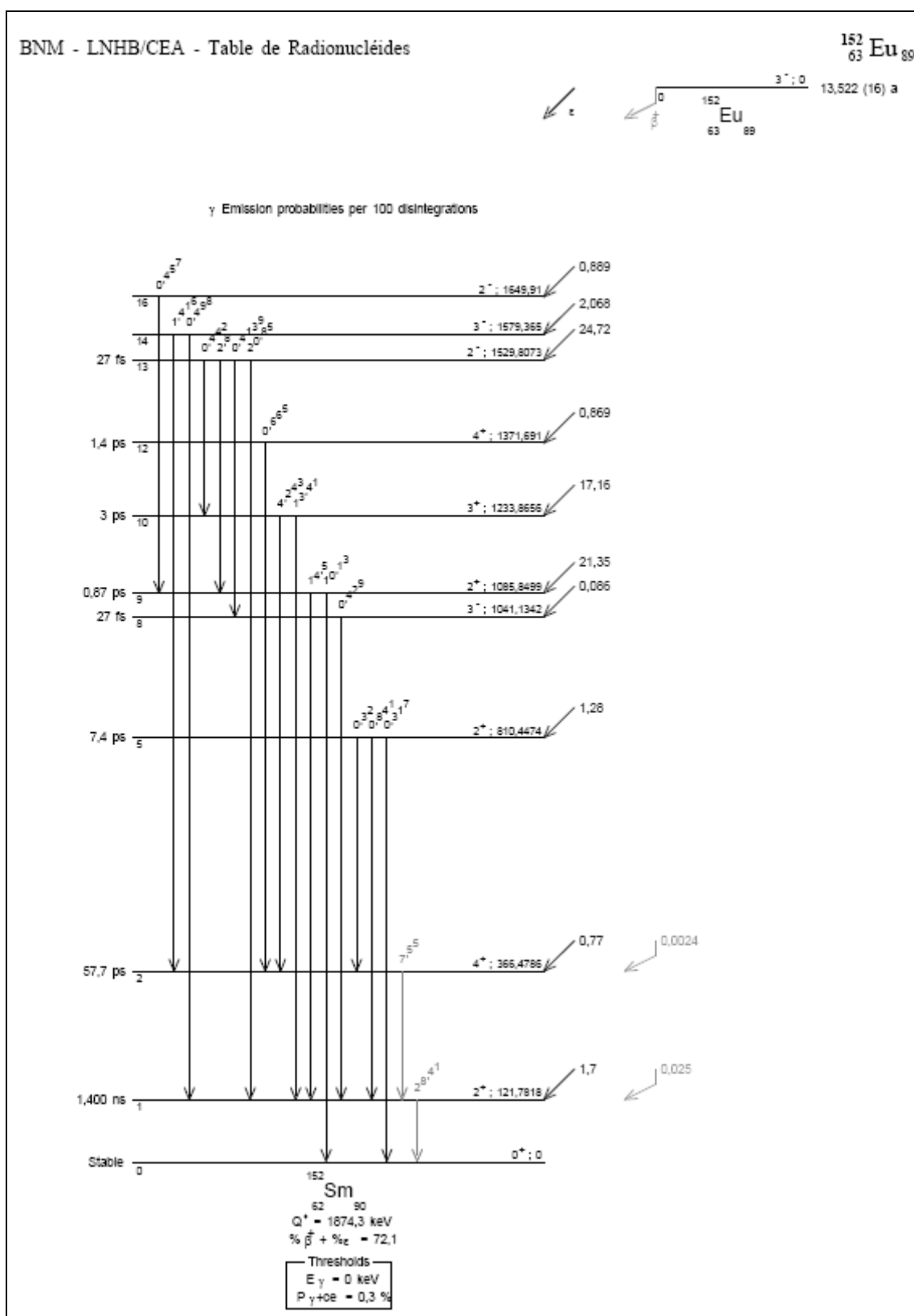
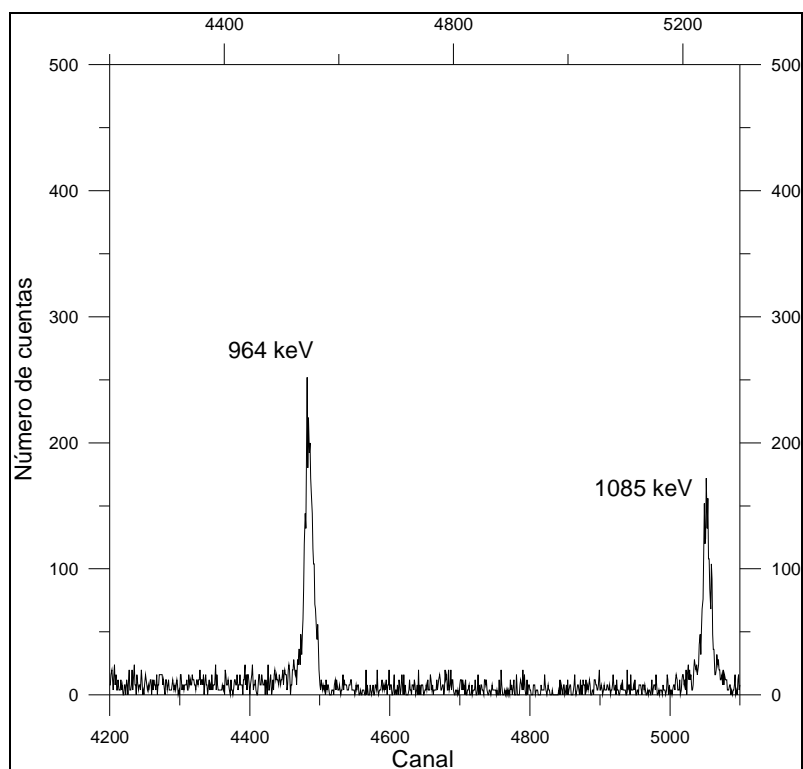


Figura 5.1 Esquema de desintegración del nucleido  $^{152}\text{Eu}$  a  $^{152}\text{Sm}$ . Se han omitido las transiciones gamma cuya probabilidad no supere 0,3% (Bé, 2008)

## 5.2 Coincidencias con la Transición de 443,9 keV

La primera de las series de medidas de correlación angular efectuadas ha sido la de las coincidencias en función del ángulo de la transición de 443,9 keV con el resto del espectro emitido. Esta transición no tiene un gran número de líneas que puedan interferir en el estudio de su espectro de coincidencias, por lo que su análisis es relativamente sencillo. En el esquema de desexcitación de la Figura 5.1 pueden verse las transiciones genéticamente conectadas con la elegida. Se ha seleccionado la ventana correspondiente a la energía de 443,9 keV mediante el analizador monocanal de la cadena espectrométrica rápido-lento del detector de germanio plano. La Figura 5.2 muestra la región del espectro de coincidencias gamma que contiene los picos de 964 y 1086 keV.



**Figura 5.2** Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 443,9 keV que contiene los picos de absorción total de 964 y 1086 keV.

Esta transición parte del estado excitado de 1530 keV de espín y paridad  $2^-$ , siendo

éste el nivel de menor energía de entre todos los alimentados por la desintegración del europio y pertenecientes a la banda  $K^\pi=1^-$ , para poblar el nivel energético de 1086 keV de espín y paridad  $2^+$ , y es el estado fundamental de la banda vibratoria  $\gamma$ . Este estado puede desexcitarse mediante cuatro transiciones, aunque solamente dos de ellas tienen una intensidad superior al 1%. De éstas, una alcanza el estado fundamental, mediante la emisión de un fotón de 1086 keV, que será forzosamente una transición pura de carácter E2, ya que termina en el nivel fundamental  $0^+$  y la otra, mediante la emisión de un fotón de 965 keV, llega al nivel de 122 keV de espín y paridad  $2^+$ . Conociendo el carácter puro de la transición de 1086 keV es posible, mediante las medidas de correlación angular, determinar el carácter de la transición de 443,9 keV. La vida media del estado nuclear intermedio es inferior a 4ps, por lo que se puede suponer que la correlación no está atenuada.

Las medidas de esta correlación direccional han dado como resultado los siguientes valores de los coeficientes  $A_2$  y  $A_4$  y de sus incertidumbres (en paréntesis), una vez corregidos por coincidencias accidentales y tamaño finito de los detectores:

$$A_2=0,206 (0,080) \quad A_4=0,003 (0,103)$$

Los valores experimentales y la curva ajustada se muestran en la Figura 5.3. Sometiendo estos valores y sus incertidumbres al análisis que lleva a cabo el programa DELTA de Ekström (1983), y sabiendo que los espines de los niveles implicados son conocidos y que la transición de 1086 keV es pura, se ha obtenido el siguiente valor de la razón de mezcla de multipolaridades E1+M2 y de los valores de los coeficientes  $A_2$  y  $A_4$  que se deducen de ellos:

$$\begin{aligned} A_2 &= 0,208 & A_4 &= 0,001 \\ \delta(443,9) &= 0,057 (+0,016 -0,016) \end{aligned}$$

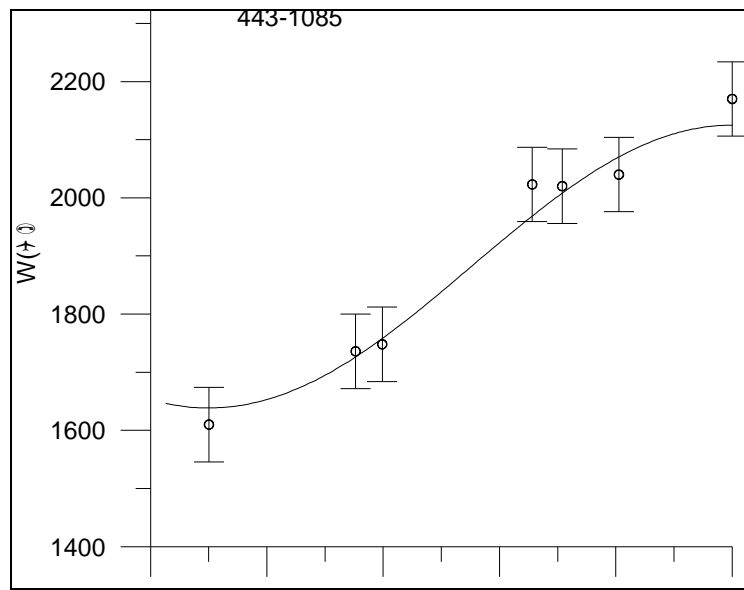


Figura 5.3 Resultados experimentales y curva de ajuste de la cascada 443,9-1086.

En la Figura 5.4 se representa la elipse resultante de la colección de puntos  $(A_4, A_2)$  posibles al adjudicar diferentes valores a  $\delta$ , así como el valor experimental del par  $(A_4, A_2)$  y sus incertidumbres.

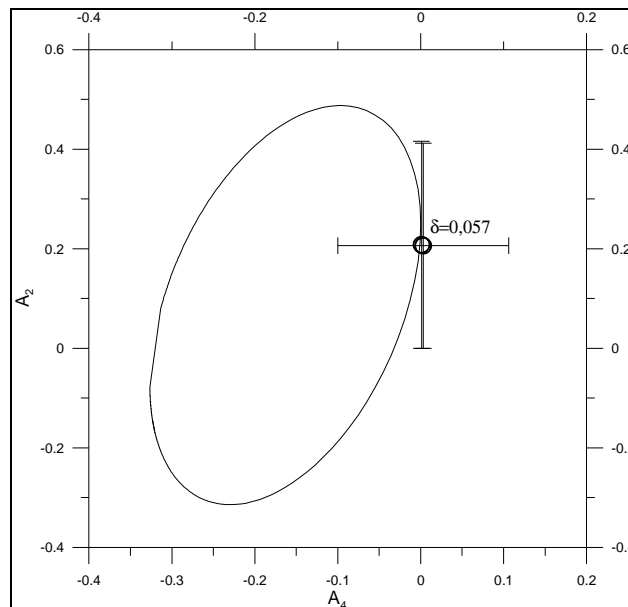


Figura 5.4 Representación de  $A_2$ - $A_4$  para diferentes valores de  $\delta$  de la transición de 443 keV, así como el resultado experimental y sus incertidumbres.

Algunos de los valores publicados por otros autores se incluyen en la Tabla 5.1, mostrando todos ellos una gran concordancia:

Kratsikova (1985)	Kalfas (1973)
0,058 $\pm$ 0,012	0,03 $\pm$ 0,008

**Tabla 5.1** Valores de  $\delta(443,9)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

La concordancia entre estos valores es aceptable y todos ellos confirman que la transición es mayoritariamente E1.

Determinado el valor de  $\delta(443,9)$  será posible analizar la correlación direccional entre la línea de 964 keV y la de 443,9 keV con el objetivo de determinar la razón de multipolaridades de aquélla. La mayor contribución indeseable a esta zona del espectro de coincidencias proviene de la correlación existente entre los procesos de interacción Compton de la línea de 567 keV en los que se deposite una energía comprendida dentro del margen de la ventana seleccionada para el germanio plano y la transición  $\gamma$  de 963 keV que parte del estado nuclear de la misma energía y es inseparable de la línea de 964 keV en el espectro de coincidencias. A pesar de esta inusual coincidencia espuria e irresoluble, finalmente, no resulta demasiado perturbadora ya que su aportación, después de cuantificada, ha resultado inferior al 1% (Lange y col., 1971). Los valores de los coeficientes de correlación y de sus incertidumbres, obtenidos mediante el ajuste de los valores experimentales, son los siguientes:

$$A_2 = -0,031 (0,063) \quad A_4 = -0,027 (0,101)$$

Sometidos estos valores al análisis del programa DELTA, obtenemos como resultado el siguiente valor de  $\delta(964)$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2 = -0,062 \quad A_4 = 0,000 \\ \delta(964) = -9,6 (+0,342 -0,368)$$

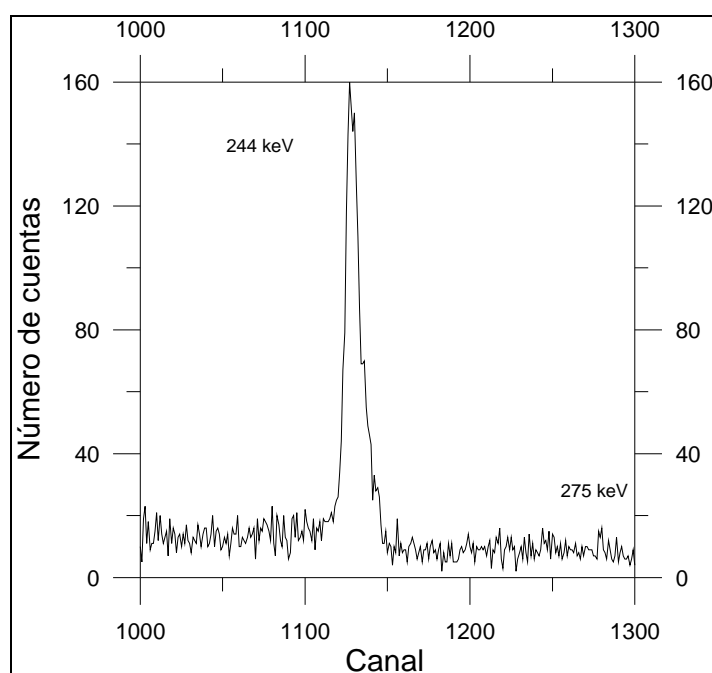


El valor de  $\delta(964)$  también se puede obtener mediante la medida de su correlación direccional con la transición de 122 keV, con mayor precisión incluso que la alcanzada en este experimento, porque su intensidad de emisión y eficiencia de detección son considerablemente mayores que la de 443 keV aunque, por otro lado, estará afectada por la atenuación debida a la larga vida media de ese nivel. Esta medida, descrita más adelante, servirá, además, para efectuar la comparación con este valor. En esa sección se compararán estos resultados con los valores obtenidos por otros autores.

La Tabla 5.5, que se presentará posteriormente, compara los resultados obtenidos por Lange y col. (1971) con los valores que se acaban de mostrar. Se aprecia que la concordancia es buena, no así con los valores de  $\delta(964)$  publicados por McGowan (1972) y obtenidos a partir de medidas de excitación coulombiana, en las que han encontrado una componente M1 en la transición que es un orden de magnitud superior a la obtenida en éste y en otros experimentos de correlación, hecho sobre el que se discutirá posteriormente.

Otra transición directamente correlacionada con la de 443 keV es la de 719 keV, que conecta el mismo estado fundamental de la banda  $\gamma$  de energía 1086 keV con el estado de espín  $4^+$  de la banda fundamental de rotación. Volveremos posteriormente sobre el problema suscitado con las transiciones de esta energía. Aparentemente, según lo publicado en NUCLEAR DATA SHEETS (1996), debería ser una transición E2. Los espectros obtenidos exhiben el pico de 719 keV, pero muy débilmente. En todo caso, demuestran la existencia de conexión, ya que la probabilidad de coincidencia accidental es despreciable, pero aún así, el número de sucesos que se ha conseguido almacenar es tan bajo que resulta imposible llevar a cabo con mínima precisión el análisis de correlación direccional, aunque sí se podrá hacerlo en el estudio del espectro de coincidencias con la transición de 244,7 keV, al ser ésta mucho más intensa y mayor su probabilidad de detección. Algo semejante, pero peor aún en cuanto a la recolección estadística de datos, ocurre con las coincidencias con la línea de 275 keV, transición de interés por algunas razones que se comentarán más adelante, pero emitida con muy baja intensidad. Manteniendo la adquisición del espectro durante dos días, no se puede llevar a cabo análisis de correlación ninguno ya que ni

siquiera se ha llegado a tener evidencia de su conexión directa con la línea de 443 keV. La Figura 5.5 muestra la región energética del espectro en el entorno de 275 keV. En ese espectro no es posible asegurar su presencia, a pesar de coincidir con dos transiciones que son energéticamente inseparables: la de 443 y otra transición de 444 keV con la que también está correlacionada, lo cual, además, complicaría extraordinariamente cualquier tipo de análisis al tener que separar ambas contribuciones.

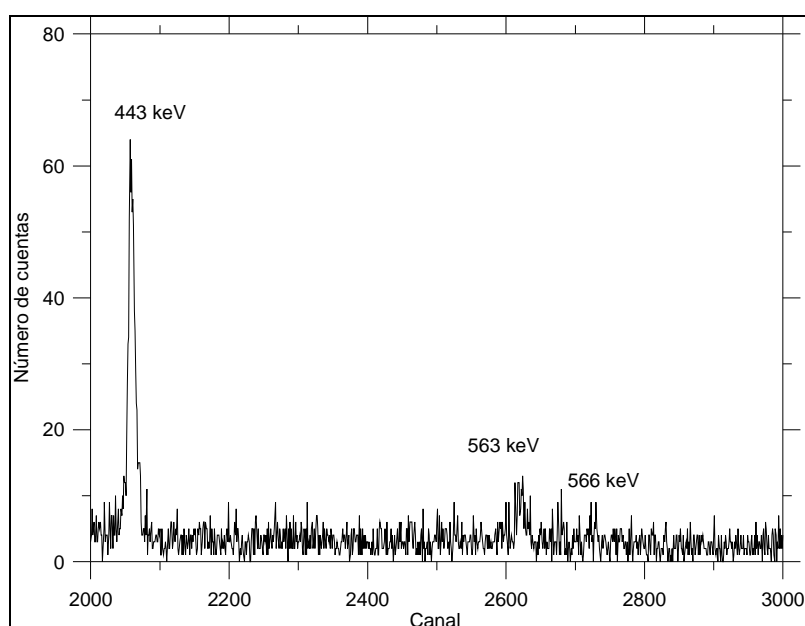


**Figura 5.5** Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 443,9 keV que contiene las líneas de 244,7 y 275 keV.

A pesar de no influir decisivamente en el resultado, es importante conocer la influencia de la transición de 563 keV en el estudio de la correlación 443-964 keV presentada anteriormente. Por ello se ha llevado a cabo el estudio de su correlación con la transición de 964 keV, seleccionando ésta en el detector de germanio plano, como se detallará en el siguiente apartado.

### 5.3 Correlaciones con la transición de 964 keV.

Con la selección de la línea de 964 keV en el detector de germanio plano se podrá obtener la razón de multipolaridades de la transición de 563 keV, cuyo resultado servirá también para evaluar la corrección de las coincidencias entre esa misma línea y la transición de 443 keV. La eficiencia del detector de germanio plano para energías tan altas (próximo a 1 MeV) es muy baja, por lo que la medida de esta correlación deberá mantenerse durante bastante tiempo para obtener valores estadísticamente significativos. Con un tiempo de medida de 4 días se ha llegado a alcanzar un número de coincidencias entre estas transiciones todavía menor que 1000, del orden de varios centenares de cuentas. La Figura 5.6 muestra la región del espectro que incluye el pico de 563 keV. Determinada la razón de multipolaridades de la transición de 964 keV en el experimento anterior, se podrá conocer la de la transición de 563 keV.



**Figura 5.6 Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 964 keV que contiene la línea de 563 keV.**

El ajuste de mínimos cuadrados de los resultados experimentales da como resultado los siguientes valores de  $A_2$  y  $A_4$ , con sus correspondientes incertidumbres, una vez

aplicadas las correcciones por tamaño finito.

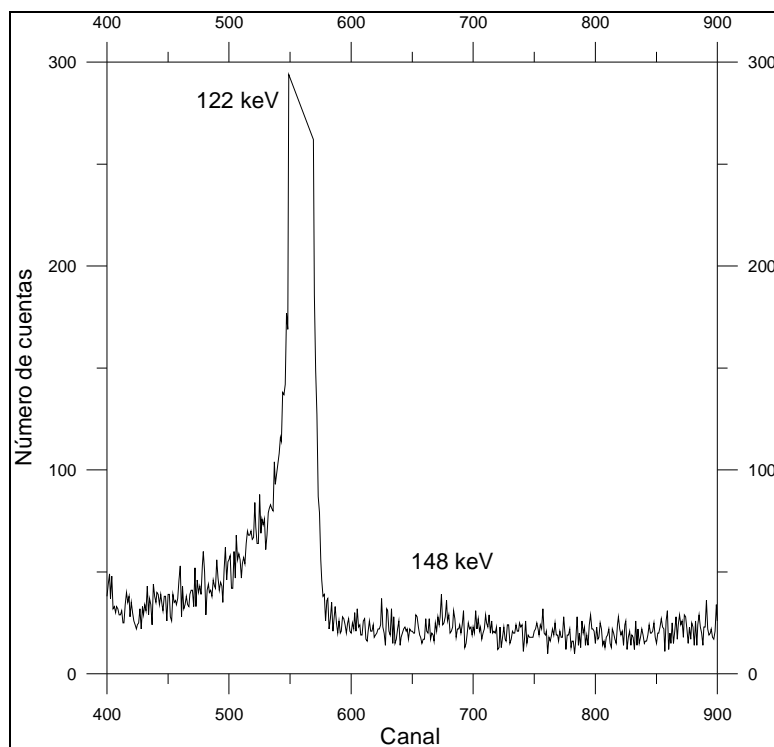
$$A_2 = -0,070 (0,007) \quad A_4 = 0,009 (0,090)$$

Sometiendo estos valores al análisis que lleva a cabo el programa de Ekström, obtenemos los siguientes valores de  $\delta_{964}$  y de su incertidumbre y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2 = -0,064 \quad A_4 = 0,002$$

$$\delta(563) = 0,147 (+0,139 -0,140)$$

El valor obtenido por Kratsikova y col. (1985) es  $\delta(563) = 0,07 (+0,11 -0,09)$ . Los coeficientes de la correlación son relativamente pequeños, y por tanto, la anisotropía no será muy acusada. Por esta razón y por su baja intensidad en relación a la cascada principal, las correcciones a esa correlación podrán hacerse de forma elemental.



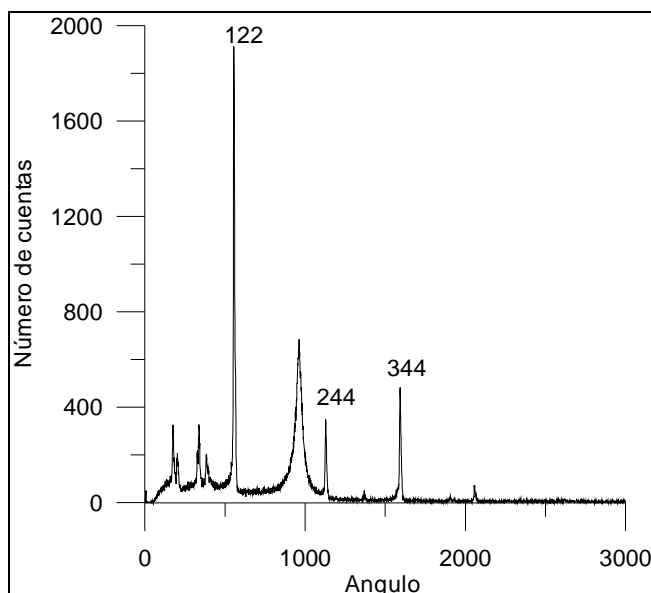
**Figura 5.7** Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 964 keV que contiene la línea de 148 keV. El pico de 122 keV está truncado.

Con respecto al resto de las transiciones conectadas con la de 964 keV y registradas

en el espectro sólo se puede añadir que la de 148 keV ha sido detectada y está directamente conectada con ella, siendo imposible el ajuste a la función de correlación angular debido al bajo número de coincidencias. Espectros acumulados durante 4 días no llegan a almacenar ni siquiera un centenar de cuentas en el fotopico correspondiente. Es una transición M1+E2, según los espines de los estados conectados, pero es imposible llegar a conocer sus proporciones mediante la correlación direccional a partir de estos resultados. La Figura 5.7 muestra la región del espectro de coincidencias con el pico de 148 keV.

#### 5.4 Correlaciones con la Transición de 867 keV

Con la selección de la línea de 867 keV en el detector de germanio plano es posible obtener la razón de multipolaridades de esta transición en coincidencia con la de 244 keV, cuyo resultado puede servir de comparación con el que se presentará en coincidencia entre esa misma línea cuando se seleccione en el detector de germanio plano, en la sección 5.6.1. La Figura 5.8 muestra la región del espectro de coincidencias obtenidos con la transición de 867 keV. Se puede observar el gran pico de retrodispersión entre las líneas de 122 y 244 keV, que se comentará en la sección 5.6.



**Figura 5.8** Detalle del espectro gamma de coincidencias con la transición de 867. Obsérvese el pico de retrodispersión entre las líneas de 122 y 244 keV.

---

El análisis y el ajuste de los datos experimentales están basados en la suposición de que la transición de 244 keV es E2 pura. El ajuste de mínimos cuadrados de los datos experimentales ha dado como resultado los valores siguientes de  $A_2$  y  $A_4$ , con sus correspondientes incertidumbres una vez aplicadas todas las correcciones usuales a estos coeficientes:.

$$A_2=0,150 (0,007) \quad A_4=-0,184 (0,090)$$

Sometiendo estos valores al análisis que lleva a cabo el programa de Ekström, obtenemos los siguientes valores de  $\delta_{867}$  y de su incertidumbre y de los coeficientes de la correlación:  $A_2=0,144$   $A_4=-0,182$

$$\delta(867)=-6,53 (+0,23 -0,70)$$

La conclusión final es que ésta es una transición mayoritariamente E2. En la Tabla 5.2 se muestran los valores publicados por varios autores.

<b>Lide (1959)</b>	<b>Nathan (1960)</b>	<b>Barrette (1971)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Helppi (1972)</b>	<b>Rud (1970)</b>
-6,6 +2,8 -1,6	-9,1 +1,8 -1,3	-6,4 +0,6 -0,4	-7,1 +1,2 -0,9	-8 +13 -3	-7,6 +1,1 -0,9

**Tabla 5.2 Valores de  $\delta(867)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

## 5.5 Correlaciones con la Transición de 122 keV

Esta transición tiene lugar entre el primer estado excitado del  $^{152}\text{Sm}$ , el menos energético de la banda de rotación, y el estado fundamental de ese nucleido. El mayor problema que surge para analizar las medidas de correlación angular con esta transición es que parte de un nivel cuya vida media es relativamente larga (1,42 ns), algo bastante habitual en el primer estado excitado de rotación de los núcleos deformados, lo cual puede dar lugar a cierta atenuación de la correlación existente con las transiciones precedentes

---

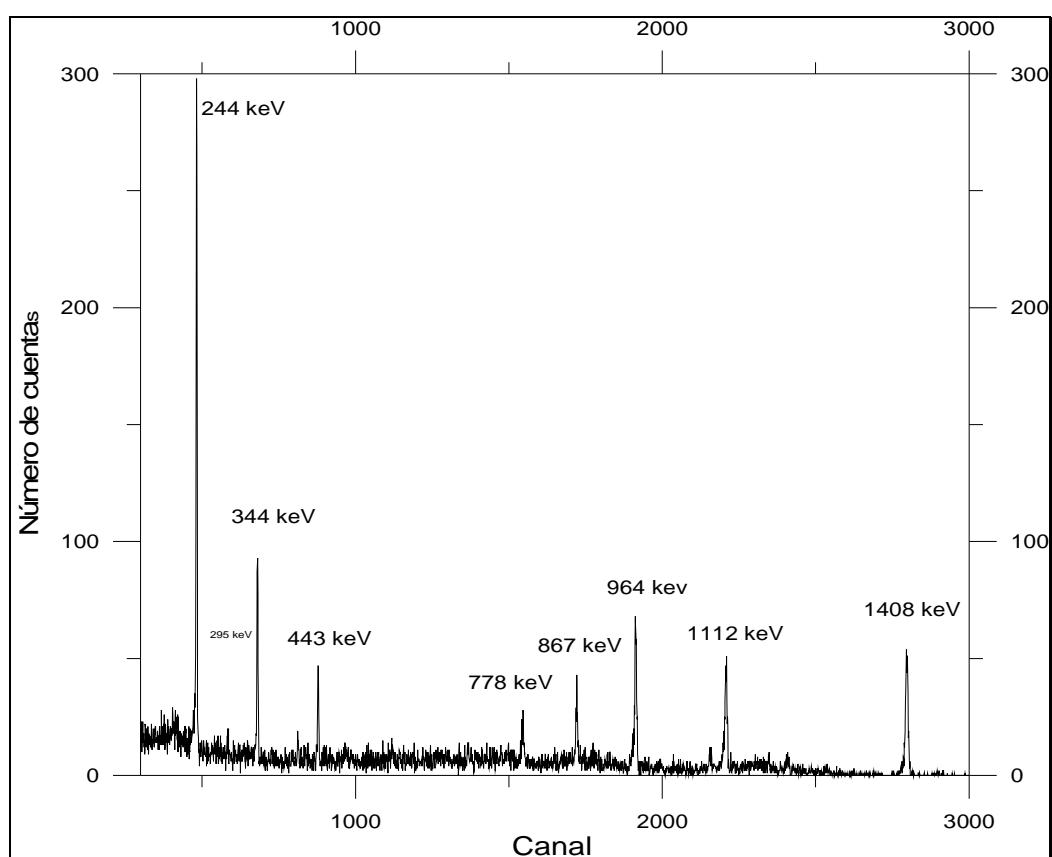
debido a la posibilidad de interacción hiperfina del estado nuclear deformado con la capa electrónica 4f, que está incompleta. La larga vida media del nivel pone en evidencia la transición de fase nuclear, ya citada en la introducción, y que se va gestando conforme aumenta el número de neutrones entre los nucleidos  $^{150}\text{Sm}$  hasta el  $^{152}\text{Sm}$ , ya que entre estos dos isótopos se multiplica por 30 el valor de la vida media del primer nivel excitado de la banda de rotación  $2^+$ . Desde el punto de vista experimental este fenómeno no complica la obtención del espectro de coincidencias: el tiempo de resolución es de 100 ns, mucho mayor que la vida media del nivel, debido a lo cual, para los detectores y la cadena electrónica, ambas emisiones son simultáneas.

Obviamente, la atenuación causada debe ser cuantificada, ya que perturbará la correlación con todas las transiciones que la precedan, que son numerosas, ya que el nivel de llegada es el primer estado excitado de la banda de rotación y, por tanto, el menos energético de todos. Su espín y paridad son  $2^+$ . Como el estado fundamental del  $^{152}\text{Sm}$  es de espín y paridad  $0^+$ , entre ellos sólo es posible una transición pura de 121,78 keV de orden multipolar 2 y paridad positiva (E2).

Para llevar a cabo estas medidas de correlación angular se selecciona la región del fotopico correspondiente a 122 keV en el detector de germanio plano mediante la apertura de la ventana correspondiente del analizador monocanal. El resto de la cadena de coincidencias será tal como ha sido descrito anteriormente. Con esta energía seleccionada hay un número considerable de transiciones coincidentes, algunas de las cuales no hay necesidad de volver a estudiar, pues sus razones de multipolaridad son conocidas con mayor o menor precisión gracias a otras medidas de correlación angular, a medidas de los coeficientes de conversión interna u otro tipo de experimentos. No obstante se han analizado, siempre y cuando haya sido posible obtener una estadística de recuento aceptable en la línea correspondiente. La atenuación causada por el largo tiempo de decaimiento del primer estado excitado de la banda fundamental de rotación es preocupante, en particular porque la muestra de medida es sólida. La gran cantidad de transiciones presentes en el espectro de coincidencias con esta línea permitirán evaluar de diferentes maneras los coeficientes de atenuación para compararlos entre sí y con los que ya han sido obtenidos mediante otros procedimientos ( J. Lange y col., 1971) como, por ejemplo, medidas de tiempo diferencial. Es muy importante tener en cuenta que la correlación angular puede ser

---

dependiente de la composición química y del estado de agregación de la muestra debido a la naturaleza de las interacciones del núcleo con el medio, más aún cuando, como en este caso, se está analizando un emisor de captura electrónica. La comparación entre fuentes sólidas debe hacerse con sumo cuidado, mucho mayor que con las líquidas, ya que éstas sufren todas prácticamente la misma atenuación. El fenómeno sería particularmente grave si la correlación se analizara entre electrones Auger o  $\beta$  y rayos gamma pero, y aunque éste no sea el caso, es el motivo por el cual es obligado hacer alguna determinación de los coeficientes de atenuación del comportamiento de la muestra utilizada en las medidas y a no aceptar inmediatamente cualesquiera otros resultados publicados al respecto. En la Figura 5.1 se pueden apreciar casi todas las transiciones directamente emparentadas con la de 122 keV. La Figura 5.9 muestra el espectro de coincidencias obtenido con una separación angular de  $180^\circ$  entre los ejes de ambos detectores.



**Figura 5.9** Espectro gamma de coincidencias con la transición de 122 keV.



### 5.5.1 *Análisis de las Coincidencias 244,7-122*

Los fotones de 244,7 keV se crean en la desexcitación del nivel de 366 keV, de espín y paridad  $4^+$ , correspondiente al segundo estado excitado de la banda de rotación y dejan al núcleo en el primer estado excitado de espín y paridad  $2^+$ , perteneciente a la misma banda. En este caso el fotón puede transportar valores del momento angular comprendidos entre 2 y 6, con paridad positiva, siendo, por tanto, con gran probabilidad, una transición E2. El análisis de la correlación direccional entre estas dos transiciones, que en principio, y según lo que es habitual entre estados de esta naturaleza, parece que vayan a ser puras con gran seguridad, proporcionará el método fundamental para determinar los coeficientes de atenuación a los que anteriormente se ha hecho referencia. Sin embargo, según Kratsikova y col., (1985) la razón de multipolaridades de la transición de 244,7 keV es  $\delta=-0,01$ , sugiriendo, implícitamente, la existencia de cierta proporción, aunque muy baja, de momento angular 3, que debería ser de tipo M3 para garantizar la conservación de la paridad. Se hará el primer ensayo utilizando este valor de  $\delta(244,7)$  como hipótesis de partida y posteriormente se ensayará la hipótesis de que la transición es pura. Así se estimarán los coeficientes posibles de acuerdo a cada una de las hipótesis. En otro apartado trataremos de aportar un nuevo valor a las posibles mezclas de polaridades.

Los valores obtenidos para los coeficientes experimentales de la correlación son:

$$A_2=0,0780 \pm 0,0010 \qquad A_4=0,0054 \pm 0,0012$$

Los valores estimados para los coeficientes de la correlación serán, aplicando la corrección de ángulo sólido finito:

$$A_2= 0,097 \ (0,003) \qquad A_4= 0,0075 \ (0,013)$$

Los valores teóricos de estos coeficientes son los siguientes, dependiendo de que se acepte la hipótesis 1 (transición de 244,7 keV pura) o la 2 ( $\delta=-0,01$ ):

$$\text{Hipótesis 1 : } \qquad A_2=0,102 \qquad A_4=0,0091$$

$$\text{Hipótesis 2 : } A_2=0,097$$

$$A_4=0,010$$

Por tanto, los valores estimados de los coeficientes de atenuación serán, según la hipótesis 1:

$$G_2=A'_2/A_2=0,95$$

$$G_4=A'_4/A_4=0,82$$

De acuerdo a la hipótesis 2, el valor del coeficiente de atenuación será 1, y por lo tanto, inexistente. En este caso el valor de  $G_4$  ha sido determinado con una incertidumbre muy grande, debido a la incertidumbre que aqueja a  $A_4$ . Será necesario encontrar otra determinación más precisa de ese parámetro. Es posible volver a calcular los valores de los coeficientes de atenuación a partir de otra medida de correlación, en concreto mediante la existente entre las transiciones de 122 keV y de 689 keV, ya que ésta la precede en conexión directa, y cuyo carácter E2 puro parece bien establecido, al menos en las medidas llevadas a cabo por Kratsikova y col. (1985), Barrette y col. (1970) y otros. Esta medida es importante no solamente como comparación. El alto valor del coeficiente  $A_4$  que se espera obtener en esta correlación incide de manera fundamental en la forma de la función, pudiéndose determinar con menor incertidumbre y así obtener con mayor precisión el valor de  $G_4$ . La curva de correlación entre estas dos transiciones puede verse en la Figura 5.10. Los valores obtenidos en el ajuste son, una vez corregidos por ángulo sólido, coincidencias accidentales y tamaño finito de los detectores:

$$A_2=-0,108 (0,030) \quad A_4=0,326 (0,090)$$

Los valores teóricos, al ser dos transiciones prácticamente puras E1 y E2 respectivamente, serán:

$$A'_2=-0,075$$

$$A'_4=0,377$$

Por tanto, el coeficiente de atenuación  $G_4$  estimado a partir de estos coeficientes será:

$$G_4=A_4/A'_4=0,865$$

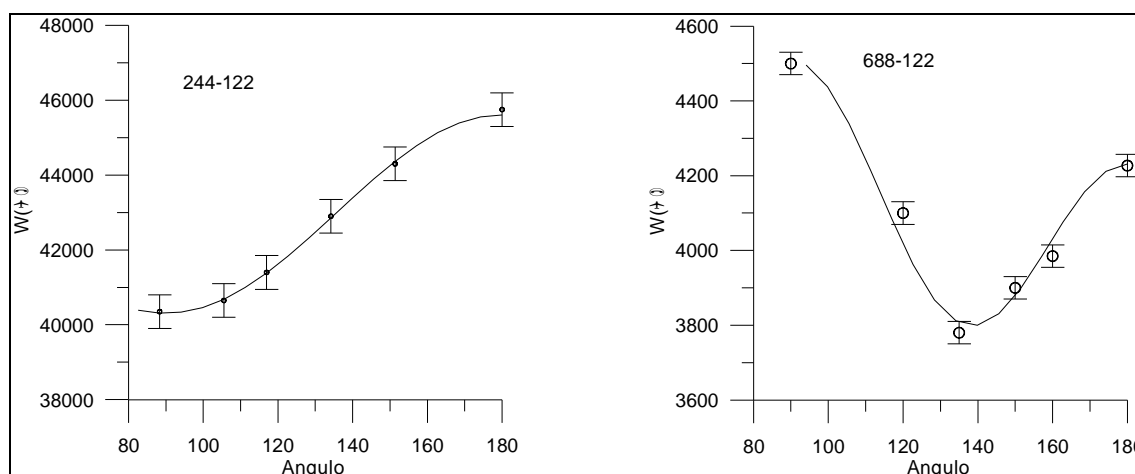
No hay necesidad de evaluar  $G_2$  a partir de los resultados de esta última medida, puesto que ya se llevó a cabo en el análisis de la correlación anterior y con mayor precisión. Además, tal y como puede verse inmediatamente con los valores de los coeficientes obtenidos ( $A_2/A'_2$ ), el cociente resultante entre ellos es mayor que 1, lo cual es absurdo porque, de ser correcto, implicaría que la interacción núcleo-electrónica induce mayor anisotropía. Este resultado se debe únicamente a la incertidumbre que aqueja al coeficiente  $A_2$  de esta medida. De momento el objetivo es conocer los valores de los factores de atenuación que se deben aplicar. Estos mismos factores ya fueron calculados y publicados anteriormente con las muestras que se utilizaron, valores que se compararán con estos, como se indicará a continuación.

El análisis de la compatibilidad entre estas dos determinaciones de los coeficientes de atenuación permite decir que los valores son concordantes, pero hay que tener en cuenta la alta incertidumbre de  $G_2$  en este último resultado y de  $G_4$  en el primero. De esta manera, se escogerán los valores de  $G_2$  y  $G_4$  obtenidos en el primer y segundo experimento, respectivamente. Los valores serán:  $G_2=0,95$   $G_4=0,86$

Otra posibilidad habría sido examinar la correlación con otra transición que, con toda seguridad, fuera pura, la de 1457 keV por ejemplo, aunque el resultado sería aún menos preciso debido a su baja intensidad de emisión y a la menor eficiencia de detección a energías tan altas. Lo mismo ocurre si se analizan las coincidencias con la línea de 1528 keV, que también parece ser pura y de carácter E1. De todas maneras, a partir de estos resultados y de los que ya han sido publicados, se ha aceptado el carácter cuadripolar eléctrico puro de la transición de 244,7 keV, aunque, no obstante, no ha sido posible tener una determinación lo suficientemente precisa de la razón de multipolaridades ya que, utilizando el programa DELTA, el proceso de minimización conduce a un valor de  $\delta=0,027\pm0,030$ , cuya elevada incertidumbre no permite añadir nada nuevo a la controversia que se ha planteado en esta sección anteriormente.

Se pueden comparar estos valores con los obtenidos por Lange y col. (1971) mediante medidas de tiempo diferencial, los cuales, de hecho, son más precisos que los nuestros por las razones que se expondrán posteriormente o con los obtenidos por Barrette y col. (1970) en experimentos idénticos al descrito. Hay diferencias significativas entre estos valores, justificable por la diferente naturaleza de las muestras. En lo que sigue, los valores obtenidos en este experimento, serán los utilizados como coeficientes de atenuación de la correlación en coincidencia con la transición de 122 keV. No ocurre lo mismo con los valores obtenidos por Barrette y col. (1970), para quienes el valor de  $G_2$  es 0,82, considerablemente menor, aunque compatible. Sin embargo, el valor de  $G_4$  es mucho más próximo al que hemos obtenido.

En la gráfica de la Figura 5.10 se puede ver la representación obtenida del espectro de coincidencias en función del ángulo para las cascadas que han permitido calcular los coeficientes de atenuación



**Figura 5.10 Resultados experimentales y curva de ajuste de la correlación direccional en las cascadas de 244,7-122 keV (izda) y 689-122 keV (dcha)**

### 5.5.2 *Transiciones desde el nivel de 1530 keV*

#### 5.5.2.1 **Análisis de la Transición de 1408 keV**

Otra controversia de gran importancia práctica es la que se plantea con la transición de 1408 keV. Esta es bastante intensa, presente en cerca del 21% de las desintegraciones. Despuebla el nivel excitado de 1530 keV, que es el de menor energía de entre los poblados por la desintegración del  $^{152}\text{Eu}$  correspondiente a la banda  $K^\pi = 1^-$  de espín 2, valor conocido gracias a las medidas de los coeficientes de conversión interna E1 de esta misma transición (O. Nathan y col., 1957, Dzhelepov y col., 1965) y paridad negativa. Es, por tanto, el estado de rotación  $2^-$  de dicha banda, y su desexcitación puebla el nivel de 122 keV. Prácticamente sólo está alimentado directamente por una de las ramas del decaimiento por captura electrónica. En principio se trata de una transición dipolar eléctrica (E1) (Dzhelepov y col., 1965), si bien se han publicado valores de  $\delta(1408)$  lo suficientemente altos como para que la mezcla con una transición de tipo M2 sea considerable, lo cual no encaja con la estimación teórica  $B(M2)$  en unidades de Weisskopf. Barrette y col. (1971), en concreto, encontró que la mezcla con M2 debería ser del orden de  $(0,1 \pm 0,1)\%$ .

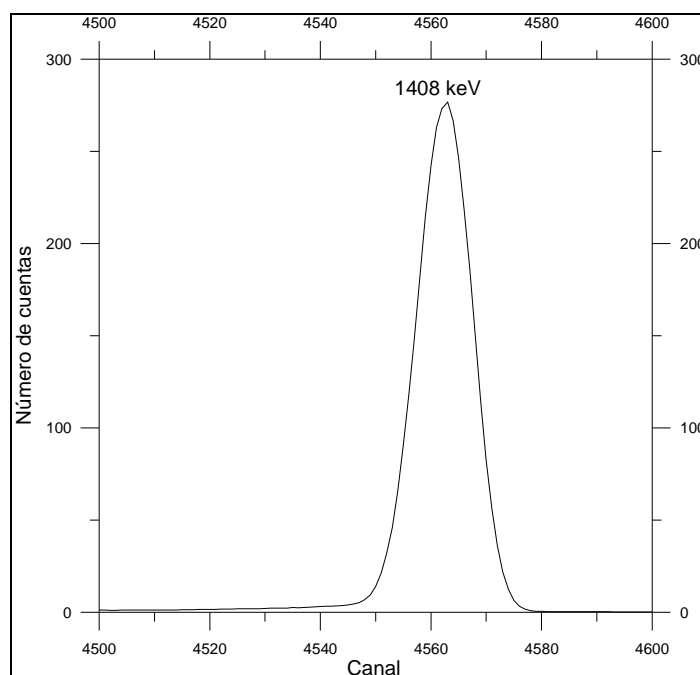
En la Figura 5.11 se presenta la región que contiene el pico de 1408 keV en el espectro de coincidencias.

Los valores del número de coincidencias en función de los ángulos y la curva ajustada a los datos se muestran en las Figura 5.12. Los valores obtenidos son:

$$A_2=0,230 \text{ (0,014)} \quad A_4=-0,008 \text{ (0,018)}$$

A partir de ellos el valor estimado de  $\delta(1408)$  obtenido con el programa Delta de Ekström y los valores de los coeficientes de la correlación que se deducen de él serán:

$$\begin{aligned} A_2 &= 0,231 & A_4 &= 0,000 \\ \delta(1408) &= +0,026 \text{ (0,013)} \end{aligned}$$



**Figura 5.11** Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 122 keV que contiene la línea de 1408 keV.

El valor de  $\delta(1408)$  promediado a partir de los resultados de varios autores es 0,043 (3). Dey y col. (1992) obtuvieron el valor 0,05 (1). La concordancia entre los resultados es bastante buena, más aún si se compara con el resto de las transiciones analizadas. La alta intensidad de emisión de estas dos líneas, la presencia prácticamente nula de otras correlaciones que interfieran, así como la sencilla curva de correlación a la que estas dos transiciones obedecen, el alto valor de  $A_2$  y el pequeño valor de  $A_4$  permiten obtener fácilmente un resultado tan preciso como el de este caso. Si bien en las medidas llevadas a cabo por Kalfas (1973) se sospecha que puede haber incluso cierta contribución de transiciones E3, las medidas de la polaridad de los electrones de conversión asociados a esta línea no lo corroboran.

### 5.5.2.2 Análisis de la Transición de 296 keV

La transición de 296 keV parte del mismo nivel excitado de 1530 keV que la anterior, aunque está conectada con la de 122 keV a través de otras dos transiciones consecutivas de 867 y 244,7 keV o bien, y sobre todo, por medio de la de 1112 keV. Alcanza el estado de rotación de la banda  $\gamma$  de 1234 KeV con espín y paridad  $3^+$ . Los valores del número de coincidencias en función de los ángulos y la curva ajustada a los datos se muestran en las Figura 5.12. El resultado obtenido del ajuste de los datos experimentales de la correlación, una vez corregidos por coincidencias accidentales y ángulo sólido finito, da lugar a los siguientes coeficientes:

$$A_2=-0,020 (0,022) \quad A_4=0,070 (0,020)$$

El proceso de minimización conduce a los siguientes valores de  $\delta$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2=-0,020 \quad A_4=0,052$$

$$\delta(296)=0,11 \quad (+8,66 \quad -16,98)$$

La Tabla 5.3 muestra los valores obtenidos por diversos autores. Esta razón de multipolaridades volverá a calcularse por medio de la correlación directa entre esta línea y la de 867 keV.

<b>Barrette (1970)</b>	<b>Malmsten (1967)</b>	<b>Goswamy (1991)</b>	<b>Kratsikova (1985)</b>
$\delta=0,11 \quad 0,08$	$0,010 \quad 6,0$	$0,010 \quad +6 \quad -8$	$-0,0 \quad +3 \quad -3$

**Tabla 5.3 Valores de  $\delta(296)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

Todos estos resultados definen una transición prácticamente E1 pura.

### 5.5.2.3 Análisis de la Transición de 488 keV

La tercera y última transición analizada con origen en el mismo nivel es la de 488 keV, conectada con la de 122 por medio de la línea de 919 keV. Deja al núcleo en el estado de 1041 keV de espín y paridad  $3^-$  de la banda  $K^\pi=0^-$ . Esta cascada, encontrada y estudiada por primera vez por Barrette gracias a la mayor resolución energética de los detectores de germanio, conecta dos estados de rotación de paridad negativa del Samario, lo cual es interesante, ya que su hallazgo fue el primero de ese tipo que tuvo lugar en un núcleo de transición. Tal como se podrá ver, el resultado, prácticamente una transición E2, demuestra el carácter colectivo del nivel de 1530 keV. Los valores del número de coincidencias en función de los ángulos y la curva ajustada a los datos se muestran en la Figura 5.12. Los coeficientes obtenidos son:

$$A_2=-0,100 (0,022) \quad A_4=-0,370 (0,020)$$

El proceso de minimización conduce a los siguientes valores de  $\delta$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2=-0,105 \quad A_4=-0,324$$

$$\delta(488)=5,30 (+8,66 -16,98)$$

Otros valores publicados para esta transición son:

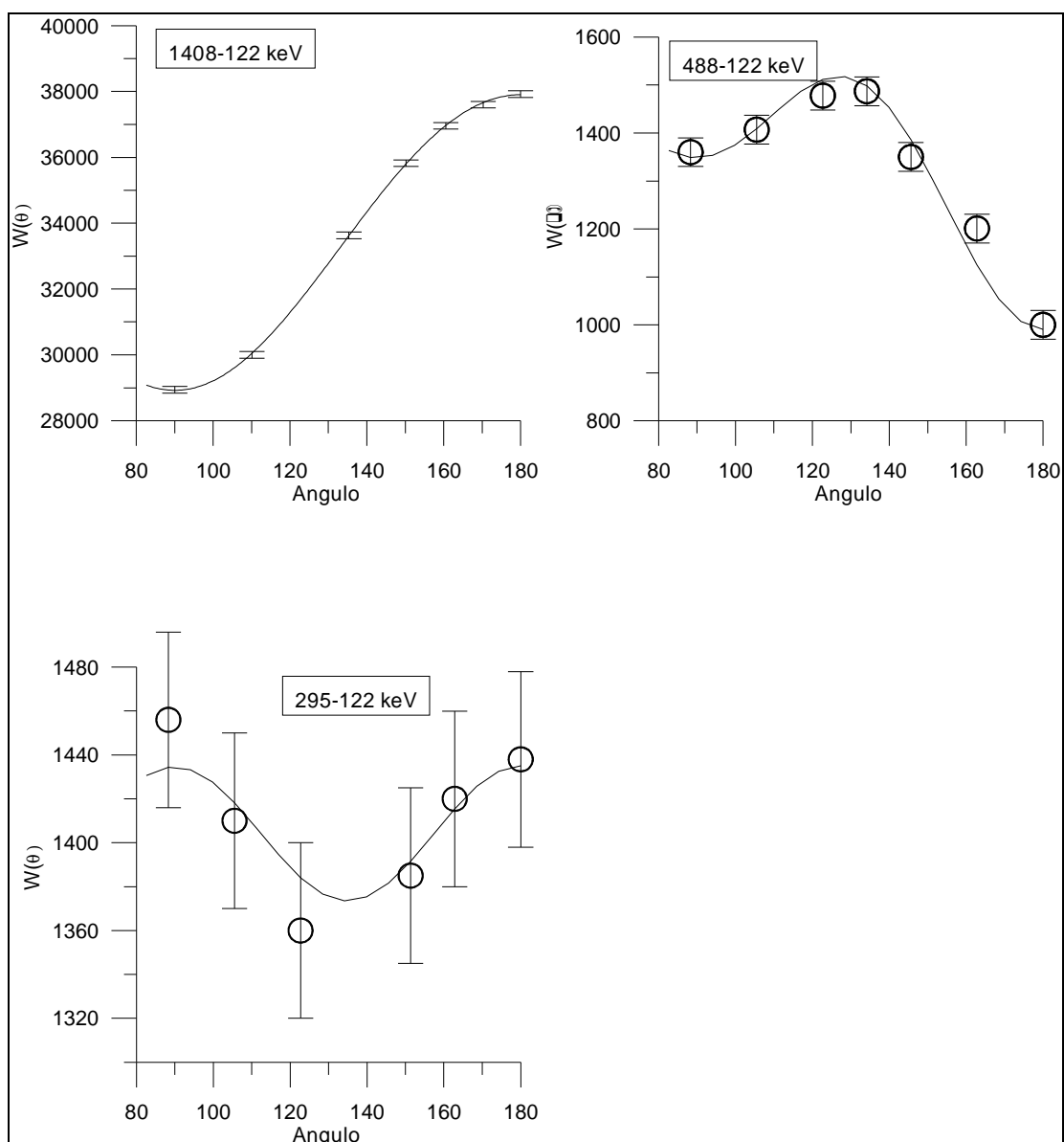
Barrete (1970)	Kratsikova (1985)
+5,6 +5 -5	+4,5 +18 -11

**Tabla 5.4 -Valores de  $\delta(488)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

Las curvas de correlación experimentales obtenidas para estas transiciones se muestran en la Figura 5.12.



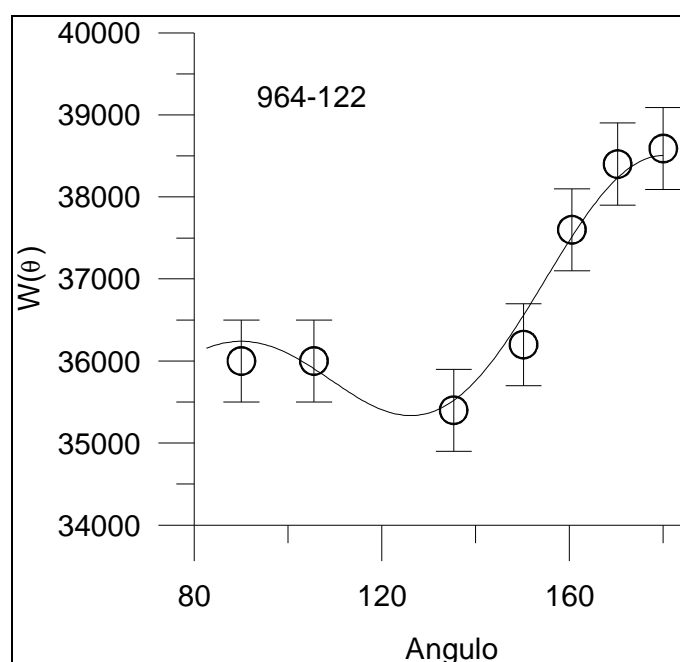
De entre las curvas de correlación direccional analizadas y representadas en la Figura 5.12, sobresale, por el alto número de coincidencias, la correspondiente a la cascada 1408-122, lo que permite una excelente definición de la curva. El resto de las presentes en la misma figura se muestran con un número de coincidencias del mismo orden que el conseguido en otras correlaciones a lo largo de este trabajo.



**Figura 5.12 Resultados experimentales y curvas de ajuste de las cascadas 1408-122, 488-122 y 296-122 keV.**

### 5.5.3 *Análisis de la transición de 964 keV*

Con la selección de la línea de 122 keV en el detector de germanio plano es posible obtener otra determinación alternativa de la razón de multipolaridades de la transición de 964 keV, cuyo resultado puede servir de comparación con el que se presentó anteriormente en coincidencia entre esa misma línea y la transición de 443 keV. La Figura 5.13 muestra los resultados experimentales y la curva de correlación ajustada a los datos.



**Figura 5.13 Resultados experimentales y curva de ajuste de la cascada 964-122 keV**

En principio, la alta intensidad de emisión de ambas transiciones debería permitir una determinación más precisa del valor de  $\delta(964)$ . Una vez aplicadas todas las correcciones usuales y por la atenuación debida al nivel de 122 keV, los valores de los coeficientes de la correlación angular obtenidos en el ajuste de mínimos cuadrados y sus correspondientes incertidumbres, son:

$$A_2=0,027 (0,007) \quad A_4=0,184 (0,180)$$

Sometiendo estos valores al análisis que lleva a cabo el programa de Ekström, obtenemos los siguientes valores de  $\delta_{964}$  y de su incertidumbre y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2=0,013 \quad A_4=0,322$$
$$\delta(964)=-8,463 (+7,23 -8,70)$$

El resultado obtenido en la medida de este mismo parámetro en el experimento anterior dio como resultado:

$$\delta(964)=-9,6 (+0,342 -0,368)$$

La comparación entre los dos valores, hallados en dos experimentos distintos, proporciona finalmente dos valores concordantes. Son compatibles también con los resultados de Lange y col. (1971), como ya se pudo comprobar anteriormente, aunque no con los de McGowan y col. (1972), que predicen una mezcla del orden del 7% con una transición de tipo M1. En su trabajo, Lange y col. utilizaron esta línea en coincidencia con la de 122 keV para hallar los factores de atenuación  $G_4$  de la correlación, ya que el coeficiente  $A_4$  es del mismo orden que el correspondiente a la correlación con la línea de 689 keV. Esta transición provocó un pequeño problema al comparar los resultados experimentales obtenidos por diversos autores y los cálculos teóricos llevados a cabo por Kumar (1970). Parece contradictorio que en otros nucleidos de masa próxima haya una buena concordancia entre los resultados teóricos y experimentales de las transiciones que tienen lugar entre los niveles vibratorios gamma y los niveles excitados de la banda de rotación fundamental. Es el caso descrito en las líneas anteriores, pero con los problemas que acabamos de mencionar. La razón más importante por la que se ha utilizado esta cascada para evaluar los factores de atenuación es que, dado el valor relativamente grande del coeficiente  $A_4$ , permite una determinación de  $G_4$  más precisa que la obtenida en coincidencia con la transición de 244,7 keV. Además, Lange utilizó muestras líquidas de  $\text{Eu}^{3+}$  diluidas en ácido clorhídrico y el sistema experimental constaba de varios detectores

con los que se podía determinar la correlación angular en tiempo diferencial. A partir de esos valores halló los parámetros de atenuación de Abragam y Pound (1953). A pesar de la mayor precisión de los resultados de Lange, es obligado utilizar los nuestros puesto que la naturaleza de las muestras es muy distinta. El valor teórico calculado por Kumar (1974) es  $\delta(689) = -24,3$ .

La Tabla 5.5 muestra los resultados obtenidos por diversos autores:

<b>Lange (1971)</b>	<b>Ofer (1957)</b>	<b>Lide (1959)</b>	<b>Debrunner (1960)</b>	<b>Aquili (1969)</b>
-13,5 +4,5 -2,7	-13,3 +7,2 3,4	-7,7 +4,0 -2,0	-6,1 +1,9 -1,2	-18 +22 -7
<b>Fraser (1969)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Helppi (1970)</b>	<b>Ramayya (1970)</b>	<b>Rud (1970)</b>
-27 +55 -11	-8,1 +0,5 -0,4	-15,8 +3,1 -2,2	-9,2 $\pm 2$	-10,8 +5,8 -2,8

Tabla 5.5 -Valores de  $\delta(964)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

#### 5.5.4 *Análisis de la transición de 689 keV*

Otra de las transiciones analizadas es la responsable de la emisión de fotones de 689 keV, que parte del nivel de 810 keV de espín y paridad  $2^+$ , con  $K=0$ , perteneciente a la banda vibratoria  $\beta$  para poblar el nivel de 122 keV, siendo, por tanto, análoga a la transición de 964 keV analizada anteriormente, pero desde la banda vibratoria  $\beta$ . El estudio de esta transición sirvió en trabajos anteriores para determinar el espín del nivel de procedencia, a partir de la medida del coeficiente de conversión interna  $\alpha_K$ . El carácter multipolar de esta transición es  $E0+M1+E2$ . Tradicionalmente se ha empleado la razón de mezcla de multipolaridades  $E0/E2$  como cebo para la identificación de la banda vibratoria  $\beta$ . Obviamente, sólo gracias a medidas de coincidencias electrón-gamma o de los coeficientes de conversión interna es posible conocer la contribución de la transición

monopolar E0. Una gran parte de las intensidades de emisión electrónica por conversión interna fueron descubiertas y analizadas por Malmsten y col. (1967) o por Katoh y Spejewski (1965). Este es un ejemplo importante de una transición que pone en peligro la credibilidad del modelo colectivo. La magnitud de los elementos de matriz E2 no puede explicarse únicamente mediante la introducción de un parámetro de mezcla (Stefánson y col., 1971). Este problema ya fue expuesto por Riedinger, (1967) al no poder encontrar un único parámetro de mezcla que se ajustara a los valores medidos de los cocientes de las probabilidades de transición reducidas que partían de los niveles vibratorios  $\beta$ . Por otra parte, la mezcla de estados apenas perturbará las probabilidades de transición E2 dentro de la banda de rotación. Todos los ensayos realizados, tanto mediante el cálculo de perturbaciones debidas al acoplamiento entre los hamiltonianos intrínseco y rotacional como el llevado a cabo por Riedinger y col. (1967)), basado en el modelo de rotor asimétrico de Davidson (1965), fracasaron al determinar las probabilidades de transición reducida B(E2). Posteriormente Bhardwaj y col. (1983) encontraron valores más aproximados a los experimentales incluyendo componentes anarmónicos en las vibraciones  $\beta$  y  $\gamma$ , obtenidos al asignar diferentes parámetros másicos a sus estados vibratorios, basándose en el modelo de rotación-vibración de Faessler (1965). De todas formas Rasmussen (1960) predijo que, ya que los elementos de matriz monopolar (E0) dependen de  $r^2$ , según la fórmula definida por Church y Weneser (1956)), debería encontrarse una contribución monopolar colectiva que tuviera su origen en las vibraciones del núcleo deformado. No sólo ésta, sino que son varias las transiciones procedentes de la banda de vibración  $\beta$  las que tienen alguna contribución de emisión electrónica de tipo E0. Los valores obtenidos por Ramayya y col. (1971) muestran serias discrepancias tanto en el valor como en el signo de  $\delta(689)$  respecto a los valores teóricos calculados por Kumar (1974). Los resultados publicados a partir de las primeras medidas realizadas por McGowan y col.(1968) indicaban que se trataba de una transición de tipo E2. Las medidas de correlación angular con la transición de 122 keV proporcionarán el cociente de la mezcla de multipolaridades E2 y M1. Anteriormente se utilizó esta cascada para obtener el factor de atenuación  $G_4$  junto con los obtenidos a partir de la cascada 244,7-122. Tras haber aceptado los coeficientes de atenuación obtenidos tal como se describió, procedemos a analizar los resultados con mayor detenimiento.

---

Una vez corregidos estos valores por ángulo sólido finito y por la atenuación debida a la larga vida media del nivel de 122 keV, los valores de los coeficientes de la correlación angular son:

$$A_2 = -0,108 (0,040) \quad A_4 = 0,326 (0,157)$$

La minimización aportará el valor de  $\delta(689)$  y los valores  $A_2$  y  $A_4$  que se deducen de él:

$$A_2 = -0,114 \quad A_4 = 0,326$$

$$\delta(689) = 19,043 (+7,446 -4,184)$$

Los resultados obtenidos por diversos autores se muestran en la Tabla 5.6.

<b>Domingos (1974)</b>	<b>Kalfas (1973)</b>	<b>Ramayya (1970)</b>	<b>McGowan (1972)</b>
8 +6 -3	8 +8 -3	17 +6 -3	13 +28 -5
<b>Fraser (1969)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Eval. Lange (1982)</b>
67 + $\infty$ -54	1/ $\delta$ =0,0 0,04	31 + $\infty$ -17	19 +5 -4

**Tabla 5.6 -Valores de  $\delta(689)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores .**

A pesar de la notable dispersión de valores, estos resultados predicen una transición prácticamente E2 pura. La proporción de transiciones de tipo M1, según estos valores, no supera el 0,2% de las totales.

### **5.5.5 *Análisis de las Transiciones de 841 y 919 keV***

La transición de 841 keV conecta el nivel  $I^\pi=1^-$  de la banda octopolar  $K=0^-$  de espín 1 y 963 keV de energía con el miembro  $2^+$  de la banda de rotación fundamental. El espín

del estado de partida pudo ser asignado gracias al conocimiento del carácter E1 de la transición de 963 keV (I. Marklund y col., 1960) desde ese nivel al estado fundamental. En este estudio esa transición no ha sido analizada, al coincidir con pocas líneas y muy poco intensas, es imposible determinar la correlación direccional. El resultado de las coincidencias de la transición de 841 keV con la de 122 keV ha sido, una vez corregido por ángulo sólido finito, coincidencias accidentales y por la atenuación del nivel:

$$A_2=-0,242 (0,025) \quad A_4=-0,012 (0,024)$$

La minimización aporta el valor de  $\delta(841)$  y los valores  $A_2$  y  $A_4$  que se deducen de él:

$$A_2=-0,242 \quad A_4=0,000 \\ \delta(841)=-0,007 (+0,023 -0,022)$$

lo cual demuestra que se trata de una transición dipolar eléctrica pura (E1), y confirma la suposición que se hizo anteriormente en las correlaciones cruzadas en las que estaba implicada.

La transición de 919 keV despuebla el nivel de 1041 keV de espín y paridad  $3^-$  correspondiente al estado excitado de rotación de la misma banda ( $K^\pi=0^-$ ) octopolar anterior. El nivel  $5^-$  de esta banda fue descubierto por Veje y col. (1968). Es una transición con una intensidad de emisión absoluta del 0,43% . Medidas realizadas anteriormente (Barrette y col., 1970) demostraron con claridad que tiene carácter E1 prácticamente puro, hecho que hasta ahora se ha supuesto cuando esta transición está involucrada en las correlaciones direccionales cruzadas estudiadas en este trabajo. Si no fuera así, esos cálculos deberían ser reevaluados.

El resultado de la correlación con la línea de 122 keV ha sido:

$$A_2=-0,072 (0,020) \quad A_4=-0,002 (0,04)$$

---

El proceso de minimización conduce a los siguientes valores de  $\delta(919)$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2 = -0,064 \quad A_4 = 0,00$$

$$\delta(919) = -0,001 \quad (+0,065 \quad -0,063)$$

Este resultado está en completo acuerdo con lo que se podía esperar. La transición es prácticamente pura y de carácter E1. Los valores obtenidos por Barrette (1970) y Kratsikova (1985) son los expuestos en la Tabla 5.7.

Barrette (1970)	Kratsikova (1985)
-0,06 6	-0,09 12

Tabla 5.7 -Valores de  $\delta(919)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

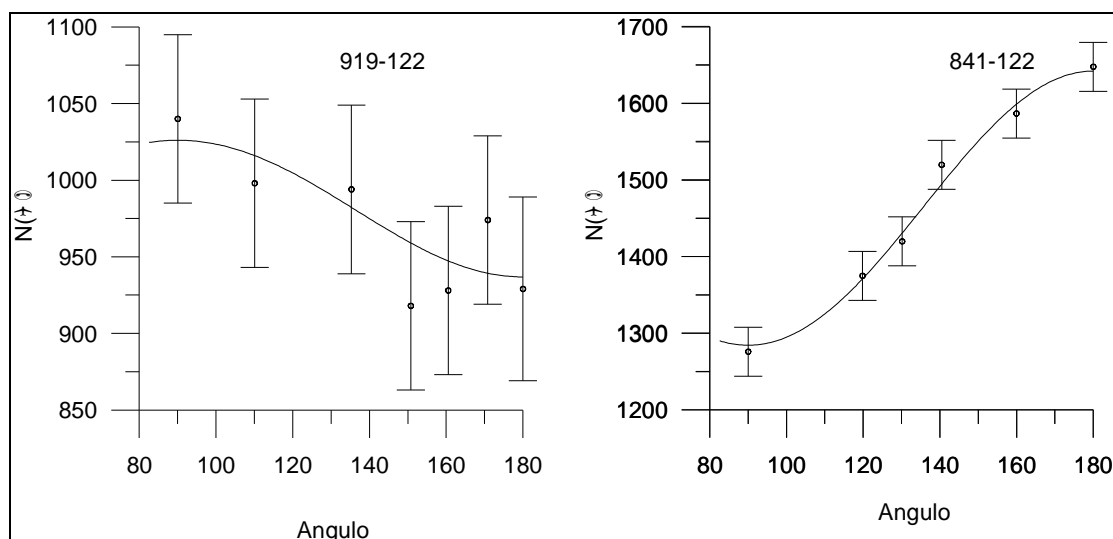


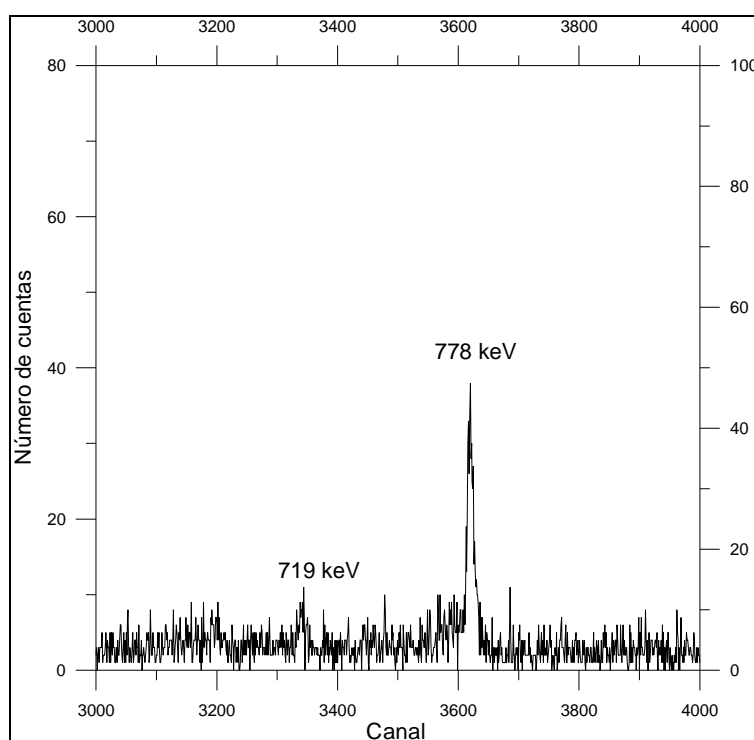
Figura 5.14- Resultados experimentales y curvas de ajustes de las cascadas 919-122 y 841-122.



### 5.5.6 *Análisis de las Transiciones de 719 y 275 keV*

Tal y como quedó descrito en el primer apartado, la transición de 443 keV conecta el nivel de 1530 keV con el nivel de espín  $2^+$  de la banda de vibración  $\gamma$ . De la misma manera, se podría intuir la existencia de una transición que enlazara ese estado nuclear de partida con el de espín y paridad  $2^+$  de 810 keV de energía de la banda de vibración  $\beta$ . Esa transición debería tener una energía de 719 keV. Inicialmente no fue identificada en los espectros obtenidos, debido a la existencia de otra transición de la misma energía entre la banda  $\gamma$  y uno de los estados excitados de la banda fundamental de rotación, ya comentada anteriormente al estudiar las coincidencias con la línea de 443 keV, no habiéndose reconocido en el experimento las coincidencias que tenían lugar con la transición de 689 keV (Riedinger, Johnson y Hamilton) a pesar de las sospechas de su existencia. Finalmente se ha demostrado que esa transición existe y que precede a la de 689 keV. Al conocer la razón de multipolaridades de ésta, se podrá, mediante las medidas de correlación angular y, seleccionando en el detector de germanio plano la ventana de energía en la región de 689 keV, determinar la razón de multipolaridades de la línea de 719 keV. Sólo se ha conseguido comprobar la existencia de conexión entre ellas. El análisis de la correlación direccional ha sido imposible por culpa de la baja estadística de recuento.

La Figura 5.15 muestra la región del espectro de coincidencias que contiene el pico de 719 keV obtenida en una medida de tres días y con un ángulo de  $180^\circ$  entre ambos detectores.



**Figura 5.15** Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 689 keV que contiene la línea de 719 keV.

La complicación en el esquema es todavía mayor al analizar la transición de 275 keV, la cual, utilizando argumentos de ajuste energético únicamente, está ubicada entre los miembros de espín y paridad  $2^+$  de las bandas de vibración  $\beta$  y  $\gamma$ . Su intensidad es tan baja que resulta imposible llevar a cabo la medida de coincidencias direccionales con cualquier otra transición, tal como ya se mencionó en el apartado. El problema que se plantea, en principio, es que liga dos bandas de vibración muy diferentes, lo cual está prohibido según las reglas de selección del modelo adiabático, ya que ello implica necesariamente la destrucción de un fonón  $\gamma$  y la creación inmediata de otro  $\beta$ , pero quedaría permitido si se aceptara la existencia de parámetros de mezcla entre bandas. La existencia de esta transición entre bandas justifica la interacción entre ellas, lo que, tal como se ha visto, sería necesario para explicar algunos resultados experimentales tales como las probabilidades obtenidas para las transiciones cuadrupolares eléctricas desde la banda  $\gamma$ .

### 5.5.7 *Análisis de las Transiciones de 1457 y 1528 keV*

Otras transiciones analizadas en coincidencia con la línea de 122 keV han sido las de 1457 y 1528 keV, procedentes de la banda  $K^{\pi}=1^{-}$  y de espín 3 y 1579 keV de energía y del nivel  $K^{\pi}=2^{-}$  y de espín 2 y 1649 keV, respectivamente.

Los resultados obtenidos experimentalmente se muestran en la Figura 5.16, mientras que el ajuste de mínimos cuadrados y el análisis del programa de Ekström han producido los siguientes resultados para la transición de 1528 keV, una vez corregidos por los fenómenos habituales:

$$A_2=0,268(0,042) \quad A_4=0,120(0,093)$$

El proceso de minimización con el programa de Ekström proporciona el siguiente valor de  $\delta(1528)$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2=0,260 \quad A_4=0,000$$
$$\delta(1528)=-0,014 (+0,048 -0,050)$$

Los valores obtenidos por otros autores son:

<b>Barrette (1970)</b>	<b>Kratsikova (1985)</b>
-0,01 0,06	-0,01 0,03

**Tabla 5.8 Valores de  $\delta(1528)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

Todos los valores publicados coinciden en asignarle un carácter E1 puro.

Respecto a la transición de 1457 keV, los valores de los coeficientes obtenidos, una vez corregidos por los fenómenos habituales, son:

$$A_2=0,002(0,020) \quad A_4=0,047(0,030)$$

La minimización da lugar a estos valores de  $\delta(1457)$  y de los coeficientes que se derivan de él:

$$A_2=-0,044 \quad A_4=0,000$$

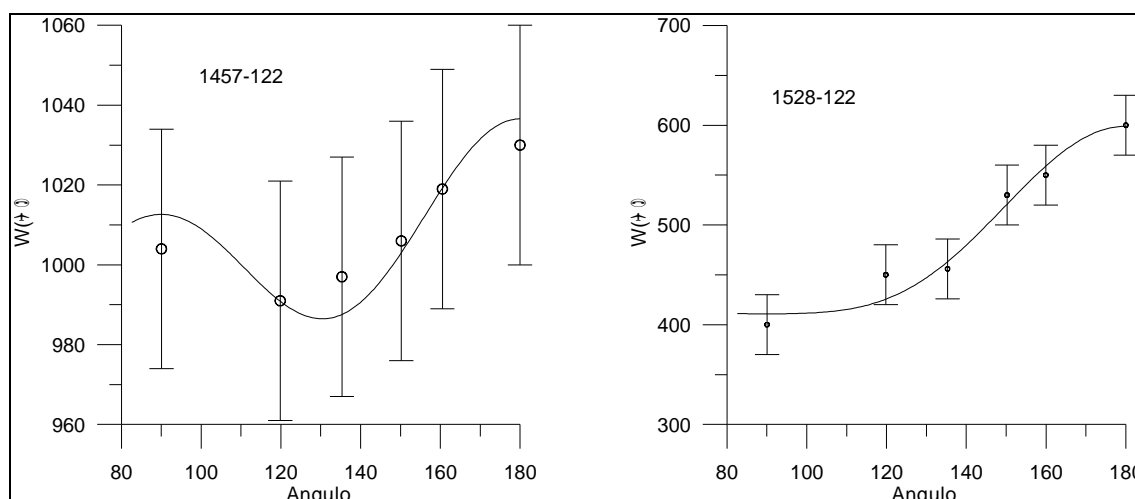
$$\delta(1457)=0,035 (+0,037 -0,037)$$

La Tabla 5.9 muestra algunos de los resultados obtenidos por diversos autores. En todos los casos los resultados confirman que la transición es prácticamente E1 pura.

<b>Promedio [Barrette, Helppi, Aquili] (1970, 1970, 1969)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Kratsikova (1985)</b>
0,00 6	-0,05 6	0,00 3

**Tabla 5.9- Valores de  $\delta(1457)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

En estas dos últimas correlaciones analizadas la estadística de recuento obtenida ha sido muy baja, tanto por la escasa intensidad de emisión de ambas como por la baja eficiencia del detector de germanio coaxial a estas energías, que son ya relativamente altas. La incertidumbre de los resultados impide sacar alguna conclusión certera respecto a la razón de las multipolaridades de las transiciones, aunque esté claro, por lo menos, que el bajo valor de  $\delta$  en los dos casos asegura que ambas son prácticamente E1 puras, si bien la incertidumbre es bastante grande. Ambas medidas son consistentes con las asignaciones del espín a los estados de partida hechas a partir de otro tipo de experimentos. Los resultados experimentales de ambas cascadas se muestran en la Figura 5.16



**Figura 5.16 - Resultados experimentales y curvas de ajustes de las cascadas 1457-122 y 1528-122.**

### 5.5.8 *Análisis de las Transiciones de 1112 y 867 keV*

Las medidas de las transiciones que han tenido como origen alguno de los niveles de la banda  $\gamma$ , a diferencia de las que se originan en la banda  $\beta$ , muestran que la introducción de un parámetro de mezcla entre ésta y la correspondiente a la banda fundamental de rotación es suficiente para que encajen los valores experimentales y los calculados de los cocientes de las probabilidades de transición reducidas.

Entre éstas, analizaremos la transición de 1112 keV, alimentada desde el nivel de 1233,8 keV de  $I=3$ ,  $K=2$  y paridad positiva, perteneciente a la banda  $\gamma$ . Del mismo nivel procede la transición de 867 keV, que proporcionará resultados de correlación cruzada, aunque en el próximo apartado será analizada nuevamente en conexión con la transición de 244,7 keV. Ambas transiciones podrían haber sido utilizadas para la evaluación de los coeficientes  $G_4$ . Se han publicado valores de  $\delta$  enormemente discrepantes entre sí (NUCLEAR DATA SHEETS, 1996). Los resultados experimentales y los obtenidos en el ajuste se muestran en la Figura 5.17. El resultado de la correlación con la línea de 122 keV, una vez corregido por ángulo sólido finito y por atenuación, ha sido:

$$A_2 = -0,239(0,020) \quad A_4 = -0,070(0,030)$$

Mediante el programa de Ekström (1983) se obtiene:

$$A_2 = -0,226 \quad A_4 = -0,082$$

$$\delta(1112) = -35,30 \text{ (+8,66 -16,98)}$$

Algunos de los valores publicados se muestran en la Tabla 5.10.

Barrette	Lange	Dey	Kratsikova
$1/\delta = -0,07 \text{ } 0,01$	-8,7 6	-34 +6 -8	-8,1 +6 -7

**Tabla 5.10 -Valores de  $\delta(1112)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

El resultado obtenido está en completo acuerdo con el de Dey y col. (1992), pero no así con los demás. En todos los casos se deduce que la proporción de emisiones E2 será por lo menos del . El valor obtenido eleva aún más esa proporción hasta hacer que la transición sea prácticamente E2 pura.

Respecto a la transición de 867 keV, también parte del mismo nivel  $3^+$  de 1233,8 keV, pero dejará al núcleo en el estado de 366 keV con espín y paridad  $4^+$  y estará conectada con la transición de 122 keV de forma indirecta, por medio de la transición de 244,7 keV. La secuencia de espines será:  $3^+ (M1+E2) 4^+ 2^+ (E2) 0^+$  . Teniendo en cuenta el valor de los coeficientes de desorientación, los coeficientes de la correlación obtenidos, una vez corregidos, han sido los siguientes:

$$A_2 = 0,133(0,020) \quad A_4 = -0,170(0,030)$$

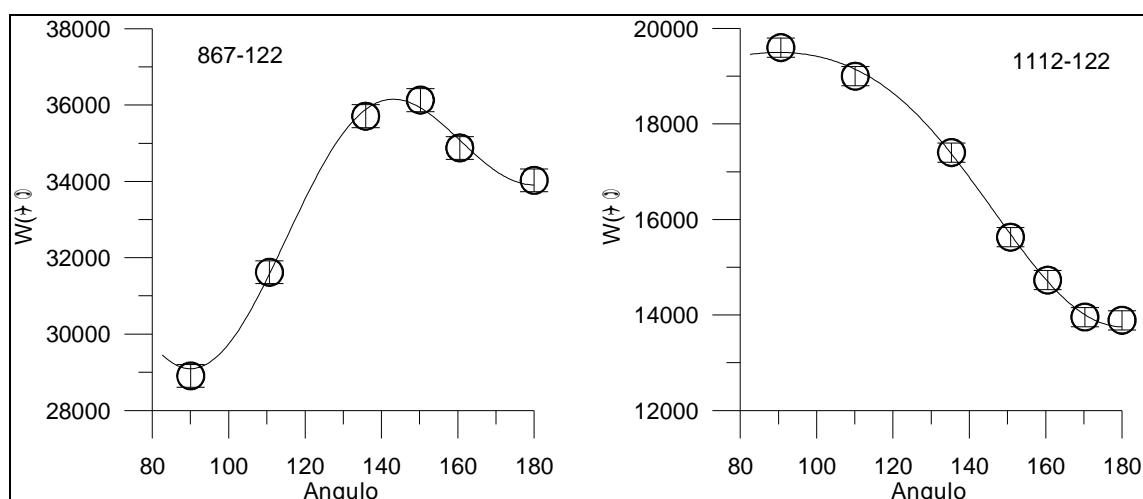
Mediante el ajuste de los valores se obtiene:

$$A_2 = 0,133 \quad A_4 = -0,182$$

$$\delta(867) = -6,0 \text{ (+8,66 -16,98)}$$


---

Esta transición se analizó en la sección 5.4 y volverá a analizarse en correlación con la de 244,7 KeV. Otros valores publicados de  $\delta(867)$  pueden verse en la Tabla 5.2, así como en la Tabla 5.13.



**Figura 5.17** -Resultados experimentales y curvas de ajustes de las cascadas 867-122 y 1112-122 keV.

### 5.5.9 *Análisis de las Transiciones de 1769 y 1647 keV*

El nivel de 1769 keV se desexcita mediante dos vías: emisión al estado fundamental o emisión de un fotón de 1647 keV para poblar el primer estado excitado de la banda de rotación. Las medidas de los coeficientes de conversión interna revelaron que se trataba de transiciones E2 en ambos casos (J.S. Larsen y col., 1967), lo que determinó el espín del nivel de partida, de valor 2. La transición de 1647 keV podría ser analizada en correlación con la de 122, pero su baja intensidad de emisión impide obtener ningún resultado preciso del valor  $\delta(1647)$  mediante este tipo de experimentos.

### **5.5.10 *Análisis de la Transición de 1005 keV***

Por último, en este apartado dedicado a las transiciones coincidentes con la de 122 keV, es posible analizar la correlación cruzada con la transición de 1005 keV. El análisis de las coincidencias entre estas dos líneas contiene un problema añadido: la existencia de correlación entre las transiciones de energías 1004 y 123 keV del  $^{154}\text{Eu}$ , presente como impureza isotópica de la muestra de  $^{152}\text{Eu}$ , tal como ya se expuso en el capítulo anterior. Prácticamente este es el único caso entre los analizados en el que hay una incidencia significativa de las impurezas. Este hecho da lugar a que los resultados experimentales a partir de esta cascada, y todo lo que se pueda deducir de ellos, hayan de ser tomados con mucha precaución. Afortunadamente, la transición de 1005 keV puede ser también analizada, y con mayores garantías, gracias a las coincidencias con la transición de 244,7 keV, como se verá en el siguiente apartado, ya que está prácticamente libre de ese tipo de contribuciones indeseables.

## **5.6 Correlaciones con la Transición de 244,7 keV.**

El siguiente análisis se hará con la línea de 244,7 keV, para lo cual se selecciona la ventana de esa energía en el analizador monocanal del detector de germanio plano y se obtiene el espectro de coincidencias con esa transición. El detector de germanio coaxial ha sido blindado con plomo en toda su superficie lateral para evitar una buena parte de la radiación que termina siendo retrodispersada por efecto Compton en el detector plano. Es realmente necesario hacerlo así porque el pico de retrodispersión de los fotones está centrado entre 200 y 250 keV, lo que daría lugar a un gran número de coincidencias espurias.

Esta transición, ya estudiada parcialmente gracias a su correlación con la línea de 122 keV, comunica el segundo nivel rotacional excitado con el primero. Es, prácticamente, una transición pura de carácter E2, con la salvedad ya mencionada anteriormente. Es ésta una de las transiciones más intensas de todas las presentes en el esquema de decaimiento y



no es necesario llevar a cabo correcciones de atenuación en las medidas de coincidencias con transiciones precedentes, ya que la vida media del nivel del que parte (a 366 keV) es de 60 ps, lo suficientemente breve como para despreciar los efectos de interacción hiperfina causados por el retardo.

La Figura 5.18 muestra el espectro gamma de coincidencias obtenido con esta transición para un ángulo de 180°. Como puede apreciarse en esa gráfica o en el esquema de desexcitación, hay un gran número de transiciones genéticamente conectadas con la seleccionada. Una gran parte de ellas han sido profusamente analizadas, sobre todo por Barrette y col. (1971), en un intento por dilucidar su carácter multipolar. Todas las correlaciones analizadas en ese trabajo lo han sido también en éste, además de otras en las que ya no se pretenderá conocer los parámetros de la correlación, sino únicamente demostrar la existencia de conexión o no entre las transiciones.

De todas ellas, el trabajo de Barrette y col. (1971) dedica especial atención a la de 1005 keV, de la que se esperaba encontrar que fuera de carácter E2 puro o bien con una gran mezcla de M1, del orden del 40%, tal como había sido previamente apuntado tanto por ese mismo autor como por Fraser y col. (1969) a partir de medidas de excitación coulombiana. Antes de llevar a cabo esas medidas esta transición fue bastante complicada de analizar debido a las impurezas presentes, de  $^{154}\text{Eu}$  fundamentalmente, que emite fotones de energía muy próxima (1004 keV) y con gran intensidad en coincidencia con la transición de 123 keV, interfiriendo notablemente en el análisis de los espectros, como ya se explicó anteriormente. La proporción de este nucleido en la disolución utilizada para las medidas es del 0,7%. El análisis de las coincidencias con la transición de 244,7 keV está mucho menos afectado por impurezas, porque la transición que podríamos llamar equivalente a ésta en la desintegración de  $^{154}\text{Eu}$  es de 248 keV, ya bastante más alejada energéticamente, su intensidad es menor y, sobre todo, porque no están conectadas.

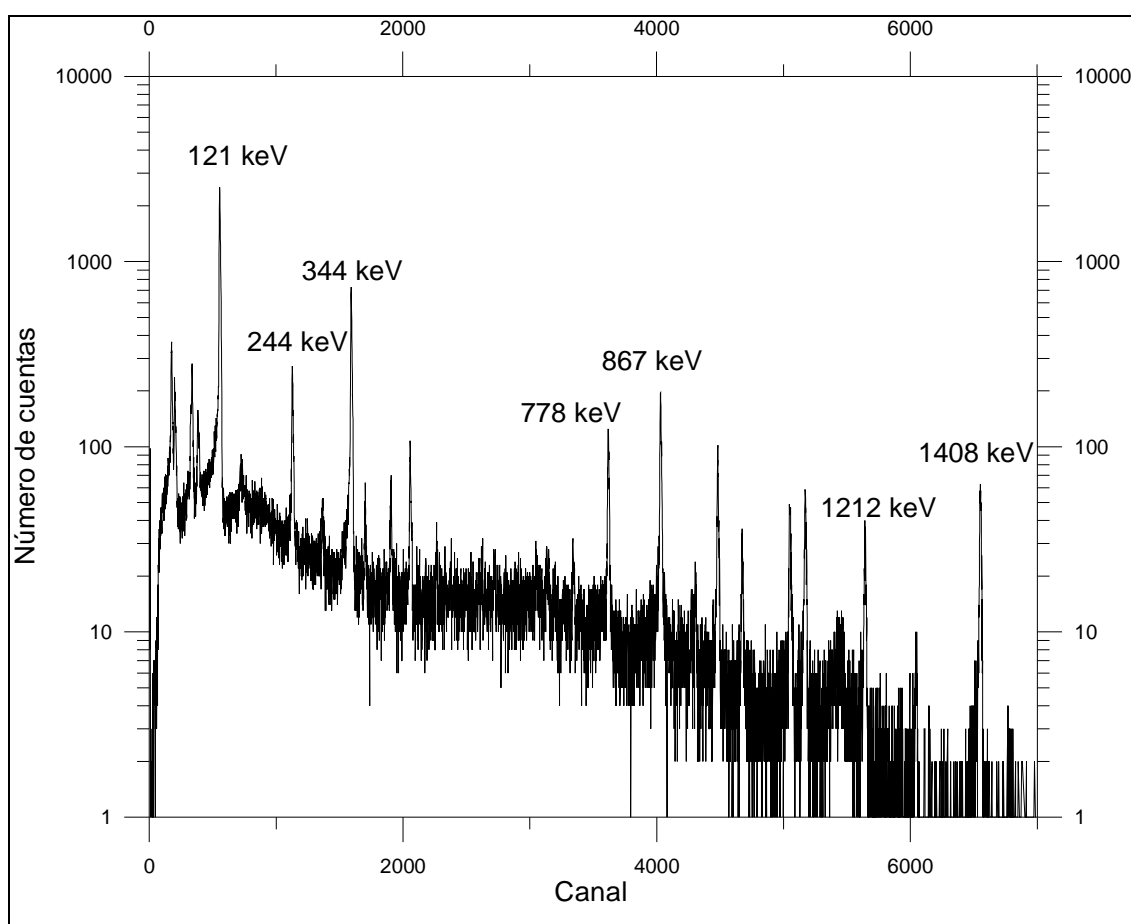


Figura 5.18 Espectro gamma de coincidencias con la transición de 244,7 keV.

El valor de  $\delta$  obtenido implica necesariamente la mezcla de E2 con una transición de tipo M1, cuya intensidad será del orden del 6% solamente, aunque es la única de las transiciones que, partiendo de la banda de vibración  $\gamma$ , tiene una considerable proporción de mezcla. Los primeros estudios de las transiciones procedentes de las bandas de vibración  $\beta$  y  $\gamma$  ya demostraron que las probabilidades de emisión cuadripolar eléctrica (E2) no concordaban con los valores teóricos esperados (Bohr y Mottelson, Riedinger y col. (1967), por lo que sugirieron y calcularon, posteriormente, la necesidad de introducir parámetros de mezcla entre estas bandas y la fundamental de rotación, estableciendo de esta manera correcciones no adiabáticas al modelo. Los resultados han sido los siguientes:

$$A_2 = -0,011 \ (0,040) \quad A_4 = 0,084 \ (0,060)$$

Los valores obtenidos en el proceso de minimización son:

$$A_2 = -0,021 \quad A_4 = 0,141$$

$$\delta(1005) = -3,655 (+0,130 -0,139)$$

Los valores obtenidos por otros autores se muestran en la Tabla 5.11.

Ramayya (1970)	Lange (1970)	Kratsikova (1985)	Barrette (1971)
-2,8 +0,3 -0,2	-5 +17 -2	-3,9 25	-3,7 0,9 -1,8
Helppi (1970)	Kalfas (1973)	Promedio	
-4,5 +2,5 -1,2	-2,8 +2,3 -0,9	-3,1 +0,3 -0,2	

Tabla 5.11 -Valores de  $\delta(1005)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

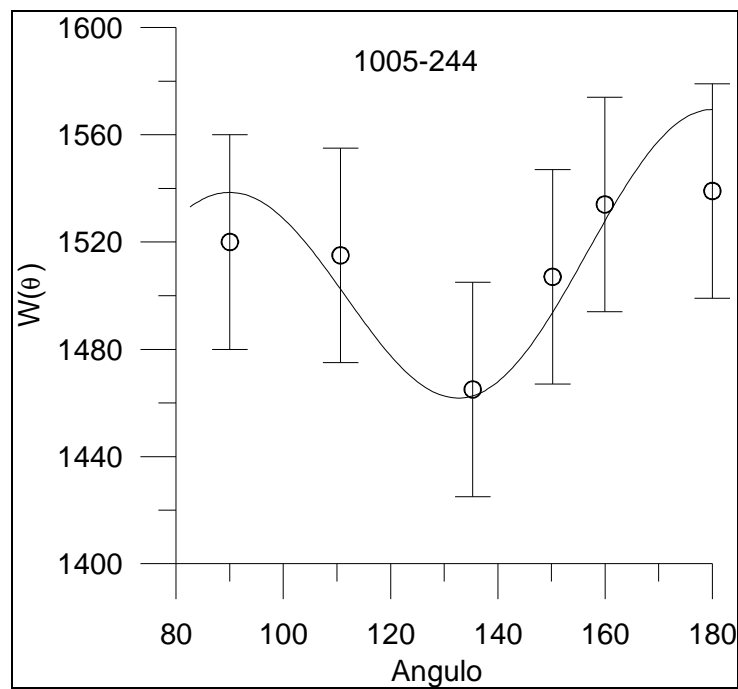


Figura 5.19- Resultados experimentales y curva de ajuste de la cascada 1005-244,7.

### 5.6.1 *Análisis de las Transiciones de 656, 675, 867 y 719 keV*

La transición que sería equivalente a la analizada anteriormente pero proveniente de la banda  $\beta$  es la de 656,5 keV, ya que parte del nivel más alto de dicha banda, de energía 1023 keV, con espín y paridad  $4^+$ , y llega al nivel de 366 keV. En la Figura 5.21 se pueden ver los resultados experimentales y los ajustados del número de coincidencias en función del ángulo para estas transiciones. El resultado obtenido para el ajuste de los datos conduce a los siguientes valores de  $A_2$  y  $A_4$ , una vez corregidos por los fenómenos habituales:

$$A_2 = -0,227 (0,042) \quad A_4 = 0,194 (0,060)$$

Los valores de  $\delta(656)$ , que demuestra la existencia de una proporción considerable de transiciones de tipo M1, y de los coeficientes de la correlación obtenidos en la minimización son:

$$A_2 = -0,162 \quad A_4 = 0,106$$

$$\delta(656) = 1,532 (+0,162 -0,140)$$

Los valores obtenidos por otros autores son:

Lange	Barrette (1971)	Ramayya (1970)
2,1 3	8 $^{+\infty}_{-7}$	3,1 15

**Tabla 5.12- Valores de  $\delta(656)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

El nivel excitado de 1041 keV pertenece a la banda  $K=0^-$  y su espín es  $I=3$ . De este nivel parte la transición de 675 keV. Esta banda fue analizada gracias al decaimiento del  $^{152m}\text{Eu}$ , estado isómero del Europio mediante el cual se determinaron entre otros parámetros el espín y la paridad de su estado fundamental. La transición de 919 keV parte también de este estado y fue analizada en la sección anterior en coincidencia con la de 122 keV. La línea de 675 keV también está conectada con ella por medio de la transición cruzada de

244,7 keV, aunque esa combinación no fue analizada ya que los resultados de la correlación directa con la transición de 244,7 keV serán más precisos al estar directamente conectadas. Los resultados se muestran en la Figura 5.21. La complicación más importante que se presenta en este caso es que el  $^{152}\text{Gd}$  también emite fotones de la misma energía, si bien con una intensidad que es un orden de magnitud inferior y sólo coincide directamente con dos transiciones muy poco intensas. No será necesario aplicar correcciones por este fenómeno.

Los valores obtenidos, una vez corregidos por ángulo sólido finito y coincidencias accidentales son:

$$A_2=-0,101 (0,036) \quad A_4=0,150 (0,040)$$

Sometidos estos datos al proceso de minimización, obtenemos estos valores de  $\delta(675)$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2=-0,108 \quad A_4=0,000$$
$$\delta(675)=-0,038 (+0,044 -0,044)$$

El resultado obtenido por Barrette es  $\delta(675)=-0,03 (\pm 0,06)$ , confirmando el carácter E1 de esta transición.

La transición de 867 keV se emite en el 4,24% de las desintegraciones, estando directamente conectada con la de 244,7 keV, y enlaza el nivel excitado de la banda vibratoria  $\gamma$  de espín y paridad  $3^+$  de 1233,8 keV, con el nivel de espín y paridad  $4^+$  de la banda de rotación fundamental. Las medidas realizadas hasta la fecha demuestran que se trata de una transición de carácter E2 mayoritariamente. Los resultados experimentales y la curva resultante del ajuste se muestran en la Figura 5.21. Los valores de los coeficientes de la correlación, una vez corregidos por tamaño finito, son:

$$A_2=0,170 (0,016) \quad A_4=-0,180 (0,020)$$

Los valores de  $\delta$  y de los coeficientes de la correlación obtenidos en la minimización a partir del programa de Ekström (1983) son:

$$A_2=0,143 \quad A_4=-0,181$$

---

$$\delta(867) = -6,488 (+0,098 -0,100)$$

Los valores de  $\delta$  obtenidos por otros autores se muestran en la Tabla 5.13.

<b>Lide (1959)</b>	<b>Lange (1970)</b>	<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Barrette (1970)</b>
-6,6 +2,8 -1,6	-6,5 $\pm 3$	-6,9 +0,7 -0,8	-6,5 0,8 -1,1
<b>Nathan (1960)</b>	<b>Bisgard (1963)</b>	<b>Ramayya (1970)</b>	<b>Kalfas (1973)</b>
-9,1 +1,8 -1,3	-6,2 +0,8 -0,7	-6,1 $\pm 0,3$	-12,3 +4,0 -2,5

**Tabla 5.13 -Valores de  $\delta(867)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

Este resultado describe una emisión con una contribución importante de transiciones de tipo M1, hecho confirmado por un buen número de medidas, tal como se puede ver en la Tabla 5.13. Es notable por poco habitual, en la mayoría de los transiciones tratadas hasta ahora la proximidad en el valor propuesto por casi todos los resultados hasta ahora publicados de la razón de multipolaridades, así como la baja incertidumbre conseguida. La alta intensidad de emisión de esta transición y el alto coeficiente de  $A_4$  permiten que los resultados tengan una precisión apreciable y concuerden con la mayoría de los que se muestran en la Tabla. Encajan también, como puede verse en la sección 5.5.8, con los valores obtenidos en la correlación con la transición de 122 keV.

La emisión de fotones de 719 keV enlaza el nivel fundamental de la banda  $\gamma$   $2^+$  de 1086 keV con el nivel de rotación de 366 KeV. Como ya se mencionó a propósito de las coincidencias con la línea de 443 keV, hay otra transición, bastante menos intensa pero con la misma energía, que despuebla el nivel de 1530 keV, la cual está incluso correlacionada con la de 244,7 keV a través de otra transición intermedia, hecho que podría ser problemático al dar lugar a dos funciones de correlación distintas entre líneas de la misma energía. Sin embargo, al ser su intensidad de emisión cinco veces menor y al haber varios caminos de desexcitación intermedios, la interferencia es despreciable. Debería tener, con gran probabilidad, carácter E2, tal como se ha declarado en la publicación NUCLEAR

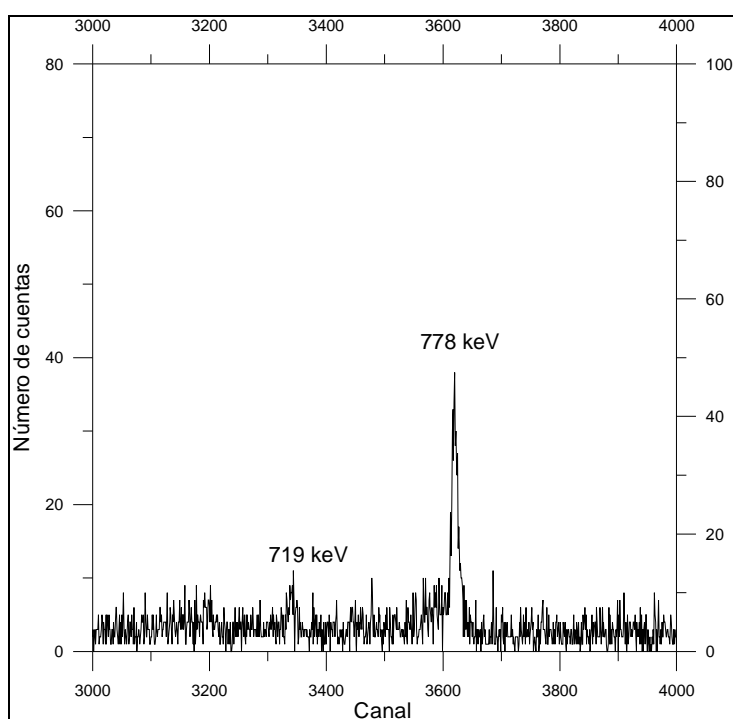
DATA SHEETS (1996), ya que conecta estados inicial y final de espines  $2^+$  y  $4^+$  respectivamente. Los valores resultantes en el ajuste de los factores de la correlación han sido, una vez corregidos:

$$A_2=0,208 (0,016) \quad A_4=-0,068 (0,040)$$

Sometidos al proceso de minimización, el valor de  $\delta(719)$  y los coeficientes de la correlación serán:

$$A_2=0,203 \quad A_4=0,090$$

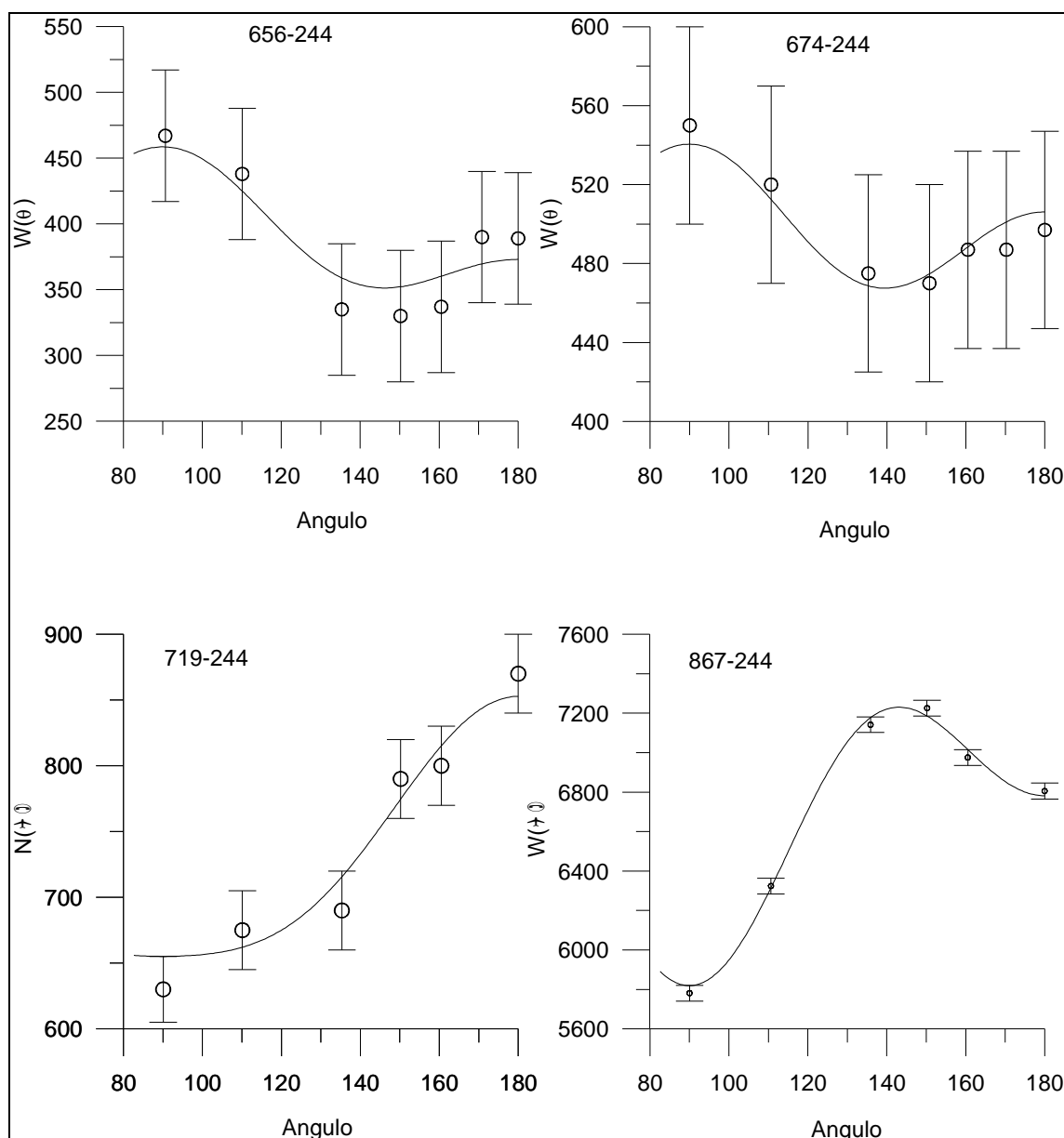
$$\delta(719)= -0,006 (+0,025 -0,025)$$



**Figura 5.20- Región del espectro gamma de coincidencias con la transición de 244,7 keV que contiene la línea de 719 keV.**

El resultado predice una transición E2 pura, aunque no disponemos de otros datos de razones de multipolaridad con los cuales compararlo, si bien, al ser imposible una transición M1, ya que conecta estados de espín y paridad  $2^+$  y  $4^+$ , sólo podría tener lugar una transición de tipo M3, tan altamente improbable que se podría predecir, al menos de forma cualitativa, el valor encontrado. Respecto a la otra transición de 719 keV, de la cual sólo se ha podido comprobar su coincidencia con la transición de 689 keV, tal como se

aprecia en el espectro de la Figura 5.20, ya que las coincidencias accidentales son despreciables. Sin embargo, tal como puede verse, en el pico de absorción de 719 keV hay tan escaso número de sucesos coincidentes que impide llevar a cabo el ajuste de correlación. Sabiendo que los estados conectados por ella tienen espín y paridad  $2^-$  y  $2^+$ , 1530 y 810 keV de energía, respectivamente y a partir de las medidas de conversión interna (Kartashov, 1983), se pudo deducir su carácter E1.



**Figura 5.21 - Resultados experimentales y curvas de ajustes de la correlación de las líneas de 656,675,719 y 867 keV con la línea de 244,7 keV.**



### 5.6.2 *Análisis de las Transición de 1363 keV*

Mayor controversia aún es la debida a algunos niveles excitados del  $^{152}\text{Sm}$ . En concreto, los correspondientes a los niveles de energía de 1436,65 y 1681,56 keV, cuya existencia fue propuesta por Stewart y col. (1990). En un trabajo posterior Yunfei y col. (1992) negaron la evidencia de la existencia de tales niveles, especialmente el de 1681 keV, que ya había sido sugerido por Barrette y col.(1971) como nivel de origen de la transición de 1315 keV al haber hallado coincidencias entre ésta y la de 244,7 keV. La hipótesis es que ese nivel de partida sería el correspondiente a la banda octopolar y tendría espín 4 con paridad negativa, supuesto basado al establecer la analogía de niveles con el  $^{154}\text{Gd}$ . Sin embargo, ninguno de estos datos está confirmado y esa transición no ha sido ubicada todavía en el esquema de decaimiento. Pertenecientes a esa misma banda serían, según ese mismo autor, los niveles de 1510 ( $1^-$ ), 1530 ( $2^-$ ) y 1579 ( $3^-$ ). Sólo los dos últimos han sido realmente identificados en la desintegración del  $^{152}\text{Eu}$ , mientras que el primero fue hallado en el estudio del decaimiento del  $^{152\text{m}}\text{Eu}$  ( L. Varnell, y col., 1969). Esta asignación se hizo casi desde el momento en que se obtuvieron las primeras medidas, a pesar de problemas tales como la igualdad de emisiones hacia los miembros  $2^+$  de las bandas  $\beta$  y  $\gamma$  desde el nivel de 1579 keV, mientras que, de las transiciones que parten del nivel de 1530, casi todas terminan en alguno de los niveles de la banda  $\gamma$ , exceptuando la de 1408 keV. Las medidas de correlación angular entre las transiciones halladas por Stewart y col.(1990) son prácticamente imposibles de llevar a cabo debido a su baja intensidad de emisión, pero sí puede ser posible determinar la existencia de conexión entre ellas. El espectro de coincidencia obtenidos con la transición de 244,7 keV se presentó en la Figura 5.18. Con la estadística de recuento que hemos conseguido almacenar no llegamos a ninguna conclusión certera respecto a la existencia de emisión de fotones de 1315 keV, pero lo que parece bastante claro a la vista del resultado es que esta transición, si verdaderamente tiene lugar desde el nivel de 1681 keV propuesto inicialmente por Barrette y col. (1971), es de una intensidad considerablemente menor a la obtenida por Stewart y col. (1990) Para estos autores, esa tasa de emisión es, aproximadamente, un tercio de la correspondiente a la transición de 1363 keV, por lo que suponiendo, muy razonablemente, que la eficiencia del detector utilizado es, para energías tan próximas, prácticamente la misma, se debería

---

obtener en el pico de absorción total de 1315 keV un número de cuentas inferior a los de aquélla en la misma proporción que su intensidad de emisión. Obviamente, tal y como puede verse fácilmente en el espectro, no ha sido así, ya que el número de registros totales obtenidos en esa región del espectro es muy inferior a lo predicho, por lo cual, al menos cuantitativamente, no es posible corroborar los resultados de Stewart. Para tratar de dilucidar un poco más la solución a este problema, en la Figura 5.22 se muestra el espectro de emisión  $\gamma$  total de la muestra de  $^{152}\text{Eu}$ , en el cual tampoco es fácil asegurar nada acerca de la existencia de esta transición, pero de ser así, su intensidad de emisión es notablemente inferior a la de 1363 keV. Yunfei y col. (1992) han detectado la presencia de fotones de 1314,7 keV, que serían indistinguibles de los de 1315 de Stewart, pero sugieren que su origen se encuentra en el estado excitado de 1314,7 keV del  $^{152}\text{Gd}$ , nivel conocido y estudiado porque está presente en la desintegración del  $^{152\text{m}}\text{Eu}$ . En la práctica es evidente que esa transición no ha sido identificada en nuestro espectro, al no haber encontrado ningún pico con esa energía.

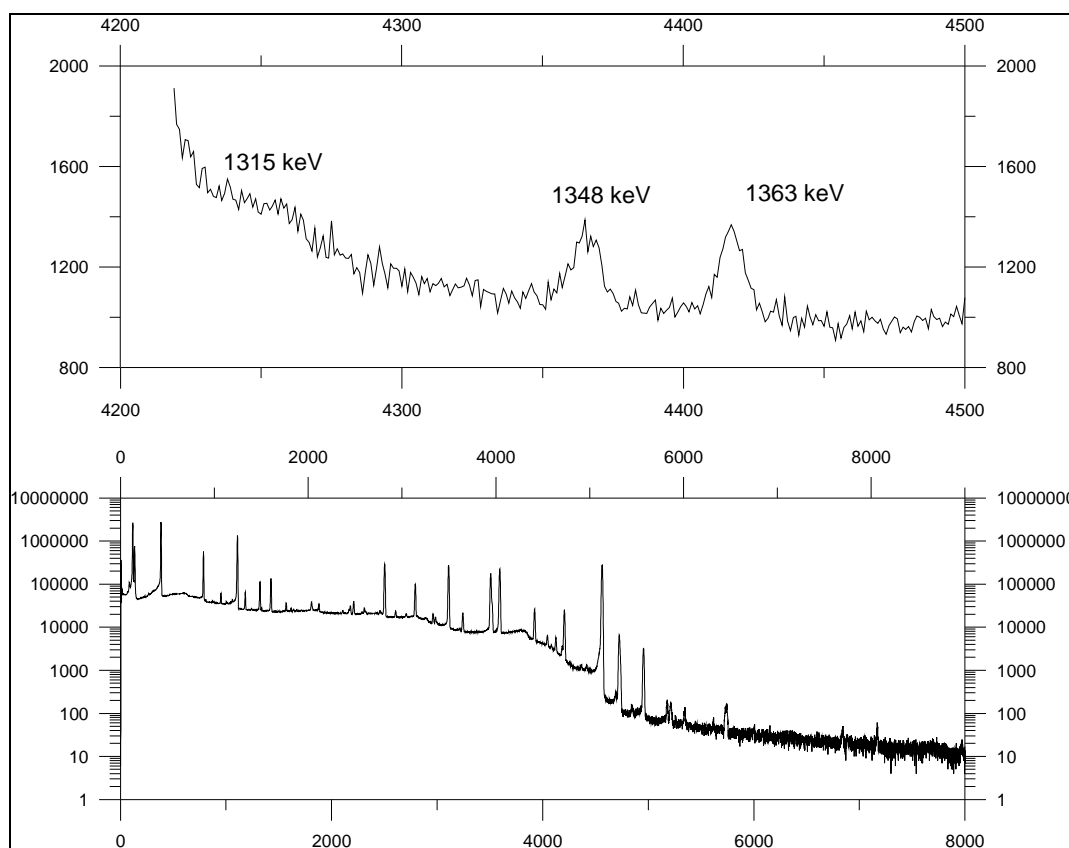


Fig. 5.22- Espectro gamma de  $^{152}\text{Eu}$  (inferior) y detalle del mismo (superior).

Afortunadamente el espín y la paridad del nivel de 1530 keV están bien establecidos ya que de ahí parte la transición de 1408 keV, que es bastante intensa. Partiendo de la base de que se trata de una transición E1, según se deduce de las medidas de conversión interna (O. Nathan y col., 1957), y del análisis de la correlación con la transición de 122 keV (P. Debrunner y col., 1960), de multipolaridad conocida, se puede deducir el espín del nivel inicial, si bien el análisis llevado a cabo en la sección anterior se ha hecho siguiendo el camino inverso, habiendo aceptado que el espín de ese nivel es igual a 1, a partir de lo cual se pudo evaluar la razón de multipolaridades. Igualmente el espín 3 y la paridad negativa del nivel de 1579 keV fueron asignados por BNS (Bisgaard y col., 1963) y (Veje y col., 1968) gracias a medidas de correlación direccional y de conversión interna donde demostraron el carácter colectivo del nivel. Estos niveles octopolares, al menos, mantienen el orden esperado en la secuencia de espines (1,2,3), lo que implica la debilidad del acoplamiento Coriolis entre los movimientos rotatorios e intrínsecos, a diferencia de lo que ocurre con otro nucleido bastante semejante a éste, el  $^{154}\text{Gd}$ , ya mencionado anteriormente.

El nivel de 1729,3 keV fue interpretado, en el trabajo de Riedinger y col. (1970), como el miembro de espín y paridad  $5^-$  de la misma banda, aunque todavía no estaba completamente comprobado que el nivel tuviera ese espín. Se desexcita mediante la emisión de un fotón de 1363 keV para poblar el nivel de 366 keV, desexcitándose a su vez a través de la transición de 244,7 keV. Ahora bien, si tal como afirman Riedinger y col. (1970), la transición de 1608 keV parte del mismo estado, poblando el primer estado excitado de rotación, el espín de partida debería ser distinto, muy probablemente igual a 3, que es el valor fijo supuesto por Barrette y col. (1971) para calcular  $\delta(1363)$ . Efectivamente, tal como estaba demostrado y se puede apreciar en el espectro de coincidencias con la transición de 122 keV, esa línea procede del nivel de 1769 keV. La baja intensidad de esta transición supone un verdadero problema para conocer  $\delta$ , aún mayor si no existe ninguna seguridad sobre el espín del estado de partida. A pesar de todo ello, se ha llevado a cabo el cálculo, aceptando las mismas hipótesis de partida que Barrette y col. (1971), con el objeto de comparar sus resultados con los nuestros. Los valores obtenidos han sido los siguientes:

$$A_2 = -0,090 \text{ (0,161)} \quad A_4 = 0,041 \text{ (0,203)}$$

Mediante el proceso de minimización se obtiene:

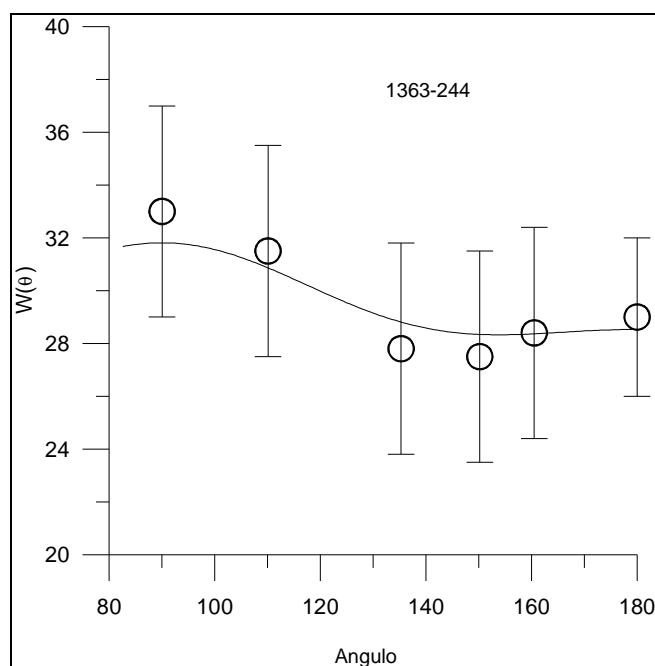
$$A_2 = -0,061 \quad A_4 = 0,002$$

$$\delta(1363) = -0,093 \text{ (+0,103 -0,104)}$$

El valor de  $\delta$  obtenido por Barrette y col. (1970) es -0,05. Ahora bien, si se analizara la misma correlación bajo la hipótesis de que el espín inicial es igual a 5 y se someten los datos al análisis del programa de Ekström (1983), se obtienen los siguientes valores:

$$A_2 = -0,072 \quad A_4 = 0,000$$

$$\delta(1363) = 0,000 \text{ (+0,114 -0,114)}$$



**Figura 5.23 - Resultados experimentales y curva de ajuste de la cascada de 1363-244,7 keV.**

Es evidente que estos resultados impiden tomar una decisión sobre el espín del nivel de partida. Todos ellos son compatibles con los coeficientes de las medidas experimentales. Es tentador afirmar que la transición va a ser dipolar y con toda seguridad E1 porque la

---

alternativa tendría que ser una transición de tipo E3, mucho más improbable, pero es obvio que resulta imposible conocer el espín del estado inicial mientras la incertidumbre de los coeficientes de la correlación sea tan alta. El resto de las transiciones que parten del mismo nivel son de una intensidad por lo menos de un orden de magnitud inferior a ésta, haciendo inviables las medidas de correlación direccional. La Figura 5.23 muestra los valores experimentales y la curva de ajuste obtenidos. Puede apreciarse el bajo número de coincidencias conseguido a pesar de que las medidas se prolongaron durante casi tres días, lo cual demuestra que es bastante aventurado deducir algún resultado a partir de ellas.

### **5.6.3 *Análisis de las Transiciones de 926 y 1212 keV***

La siguiente transición analizada es la de 926 keV, que parte del nivel de 1292 keV, cuya existencia fue sugerida inicialmente por Schick (1970). Las seis transiciones que parten desde ese nivel fueron ubicadas mediante ajuste energético con el resto de los niveles conocidos, únicamente. Gracias a las medidas de coincidencias, Baker y col. (1972) creyeron haber demostrado que este nivel no está poblado por ninguna transición gamma precedente, siendo alimentado directamente por captura electrónica, y que la transición de 926 keV parte de ese nivel. Muy pronto surgieron sospechas de que sí debería haber alimentación  $\gamma$  al nivel ya que el valor de  $\log(ft)$  era demasiado bajo en comparación con los de otras transiciones. Posteriormente se comprobó que existe alimentación procedente del nivel de 1649 keV mediante la transición de 357 keV. Otra transición aún no ubicada con seguridad es la de 237 keV, que podría partir del nivel de 1530 keV hasta el de 1292 keV. Esta es una posibilidad que deberemos comprobar mediante el análisis del espectro de coincidencias. Del estudio de las cinco transiciones restantes que despueblan este mismo estado, gracias a la medida de los coeficientes de conversión interna y de los espines de los niveles inferiores alimentados desde este nivel, Riedinger y col. (1970) dedujeron que los números cuánticos  $I^\pi K$  del nivel son  $2^+0$ . Si este resultado es correcto, la transición de 1292 keV al estado fundamental debe ser E2. Se tratará de comprobarlo midiendo la correlación entre la transición de 926 keV y la de 244,7 keV, que están directamente conectadas. La transición de 926 keV parece ser E2, mientras que ya se ha aceptado anteriormente que la

---

de 244,7 keV también lo es. El nivel de 1292 keV fue sospechoso de ser el miembro  $2^+$  de la banda vibratoria beta de dos fonones, aunque poco después esta interpretación fue desechada a la vista de otros niveles del  $^{152}\text{Sm}$  no poblados por la desintegración del  $^{152}\text{Eu}$ . Parece ser un estado nuclear muy próximo a la forma esférica, aunque el modelo IBM (Arima y col., 1976) sugiere que es el miembro  $2^+$  de otra banda beta. A partir de ello analizaremos los posibles espines del nivel de partida. Los resultados obtenidos para los coeficientes de la correlación son:

$$A_2=0,212 (0,050) \quad A_4=-0,165 (0,110)$$

La minimización da lugar al siguiente valor de  $\delta(926)$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2=0,244 \quad A_4=0,041 \\ \delta(926)=-0,093 (+0,104 -0,107)$$

Según este resultado, se trata de una transición prácticamente M1, si se acepta que el espín del estado inicial es igual a 2. El valor obtenido por Barrette y col. (1971) bajo las mismas premisas es  $\delta(926)=-0,04 (\pm 0,10)$

Otras posibilidades para el espín serían: al haber transición directa al estado fundamental, la opción más plausible sería la de que tuviera espín 1, lo que obligaría a que el carácter de la transición fuera M1 o E2.

Del nivel de energía de 1579 keV parte la transición de 1212 keV, ligando los estados  $3^-$  y  $2^+$ , por lo que, con gran probabilidad, será monopolar E1, tal como se vio en las medidas en coincidencia con la transición de 122 keV. La curva de correlación experimental y su ajuste pueden verse en la Figura 5.24. Los resultados obtenidos son los siguientes:

$$A_2=-0,114 (0,039) \quad A_4=-0,032 (0,070)$$

La minimización da lugar al siguiente valor de  $\delta(1212)$  y de los coeficientes de la correlación:

$$A_2 = -0,140 \quad A_4 = 0,00$$

$$\delta(1212) = 0,000 (+0,030 -0,030)$$

El resultado combinado obtenido por una gran cantidad de autores es  $\delta(1212) = 0,00 \pm 0,02$ . Kratsikova y col. (1985) encontraron  $\delta(1212) = 0,04 \pm 0,02$  mientras que, según Barrette y col. (1971),  $\delta(1212) = 0,01 \pm 0,02$

Todos los resultados publicados confirman, por tanto, que se trata de una transición E1 pura.

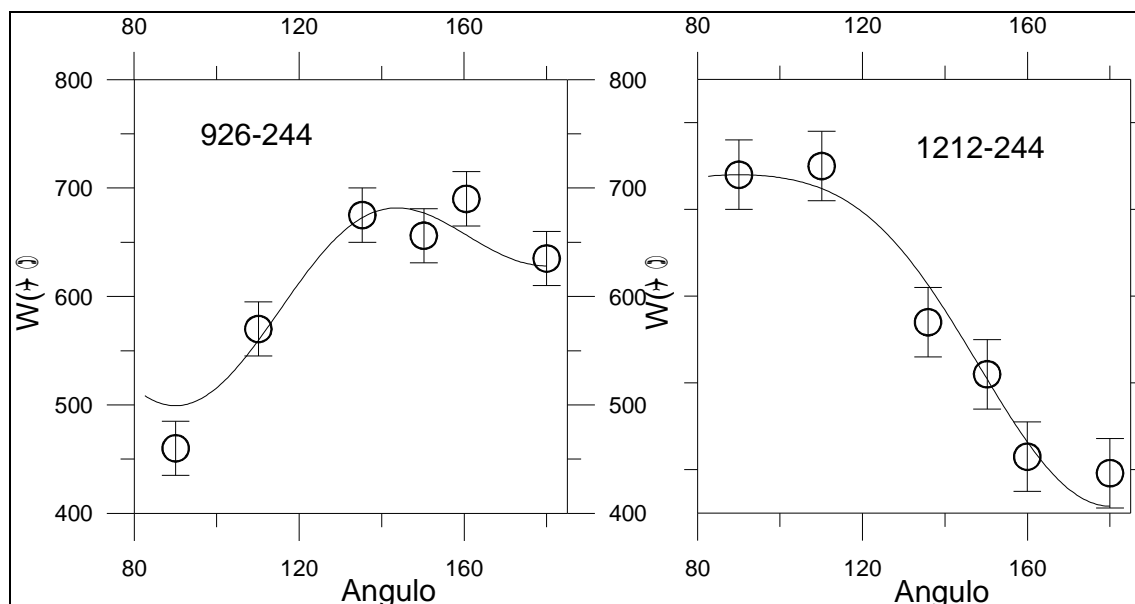


Figura 5.24 - Resultados experimentales y curvas de ajustes de las cascadas 926-244,7 y 1212-244,7.

Los niveles excitados del samario han sido estudiados a menudo por comparación con los del  $^{154}\text{Gd}$ , especialmente todas las transiciones que conectan niveles de la banda de vibración gamma con los estados de rotación. De hecho, en todas las medidas se ha obtenido que la proporción de transiciones M1 en las desexcitaciones entre niveles de espín 2 es muy pequeña. Esta proporción es algo más elevada para las transiciones entre los estados de espín 3 y 4 y aún mayor entre los de espín inicial y final igual a 4.

Tanto en los espectros de coincidencias de las líneas de 122 y de 244,7 keV como en el espectro total gamma acumulado no se ha hallado rastro de la posible transición de 400 keV descrita por Varnell y col. (1974), tampoco observada por otros autores. Según ese estudio, ligaría los niveles de 1089 y 684 keV, estados vibratorios de diferente naturaleza, altamente improbable excepto si hubiera una considerable mezcla de bandas.





## 6 ESTUDIO DE LAS CORRELACIONES DIRECCIONALES ENTRE RAYOS GAMMA ASOCIADOS A LA DESINTEGRACIÓN POR EMISIÓN $\beta^-$ DE $^{152}\text{Eu}$

### 6.1 Introducción

La desintegración de  $^{152}\text{Eu}$  mediante emisión electrónica  $\beta^-$  produce  $^{152}\text{Gd}$ , isótopo estable. Este proceso ocurre en el 27,9% de las desintegraciones. Este nucleido tiene una estructura de niveles más simple que la del  $^{152}\text{Sm}$ , y en los primeros estudios parecía ajustarse bien a algún modelo nuclear sencillo, ya que algunos datos conocidos (energía de los estados, sobre todo) permitían suponer que estaba constituido por un núcleo no deformado, debido a que muestra niveles de excitación que concuerdan bastante bien con los predichos por el modelo de vibración.

El esquema de decaimiento que puede verse en la Figura 6.1 muestra que el número de transiciones y de niveles es considerablemente menor que en el caso del  $^{152}\text{Sm}$ . Además, dos de las transiciones, las de 344 y 779 keV, tienen intensidades de emisión muy superiores al resto. Si bien es cierto que en los primeros análisis se creyó que podría tratarse de un núcleo deformado que exhibiría un espectro de rotación típico (Riedinger y col., 1970), el cociente experimental entre las energías de los dos primeros estados excitados de la misma banda ( $E(4+)/E(2+)$ ) resultó ser 2,2, mucho más próximo al valor teórico de los núcleos vibratorios (2) que al valor predicho por el modelo de rotación ( $10/3$ ). A partir de entonces, y tras diversos análisis, Kumar (1983), Casten (1985) sugirieron que este núcleo debería formar parte de la región de transición entre los núcleos esféricos y los deformados. De hecho, su número másico se encuentra en el centro de la mencionada región, que abarca desde  $^{146}\text{Gd}$ , esférico, hasta  $^{160}\text{Gd}$ , ya muy deformado. Muchos modelos nucleares han podido ser contrastados gracias a este nucleido. El cálculo de los niveles

energéticos y las probabilidades de transición gamma llevados a cabo con el modelo PPQ o con las diversas versiones del modelo IBM han permitido comprobar la validez o las deficiencias de los mismos en la evaluación de los parámetros.

En concreto, la más intensa de las transiciones gamma de este nucleido es la de 344,28 keV, alimentada tanto desde otras transiciones precedentes como por una de las ramas de la desintegración  $\beta^-$ , y termina en el estado fundamental. El estado de partida de esta transición tiene espín y paridad  $2^+$  y se interpreta como el estado vibratorio excitado de un fonón. Puede ser analizada mediante medidas de coincidencias, como puede verse en el esquema de la Figura 6.1, con un gran número de desexcitaciones que la preceden. Algunas de éstas han resultado relativamente problemáticas, como por ejemplo la de 271,1 keV, que tardó en ser ubicada dentro del esquema. Los miembros  $0^+$  y  $4^+$ , identificados inicialmente como pertenecientes al triplete de estados de 2 fonones, se encuentran en los niveles de energía de 615 y 755 keV, respectivamente. Toth y col. (1959) clasificaron los estados  $2^+$  y  $0^+$  a 930 y 1048 keV, respectivamente, como miembros de la banda de vibración de tres fonones, aunque Gromov y col. (1967) identificaron el estado  $2^+$  de esa banda a una energía distinta, concretamente, a 1109 keV. No obstante, los valores de los coeficientes de conversión interna obtenidos son más bajos de lo que cabría esperar, al menos en las medidas llevadas a cabo por Malmsten y col. (1967) y por Gromov y col. (1967), algunos de cuyos resultados se han obtenido gracias a la desintegración de  $^{152}\text{Tb}$ , nucleido a partir del cual se han conocido varios de los niveles excitados del gadolinio, en concreto los de 930,5 y 1109,8 keV. Estos resultados han servido también para asignar el espín y la paridad de los niveles. En trabajos posteriores, ayudados por la comparación con un nucleido muy semejante a éste, el  $^{150}\text{Sm}$ , los niveles terminaron siendo interpretados de manera distinta. La Figura 6.1 muestra un esquema de desexcitación simplificado, con las transiciones más probables.

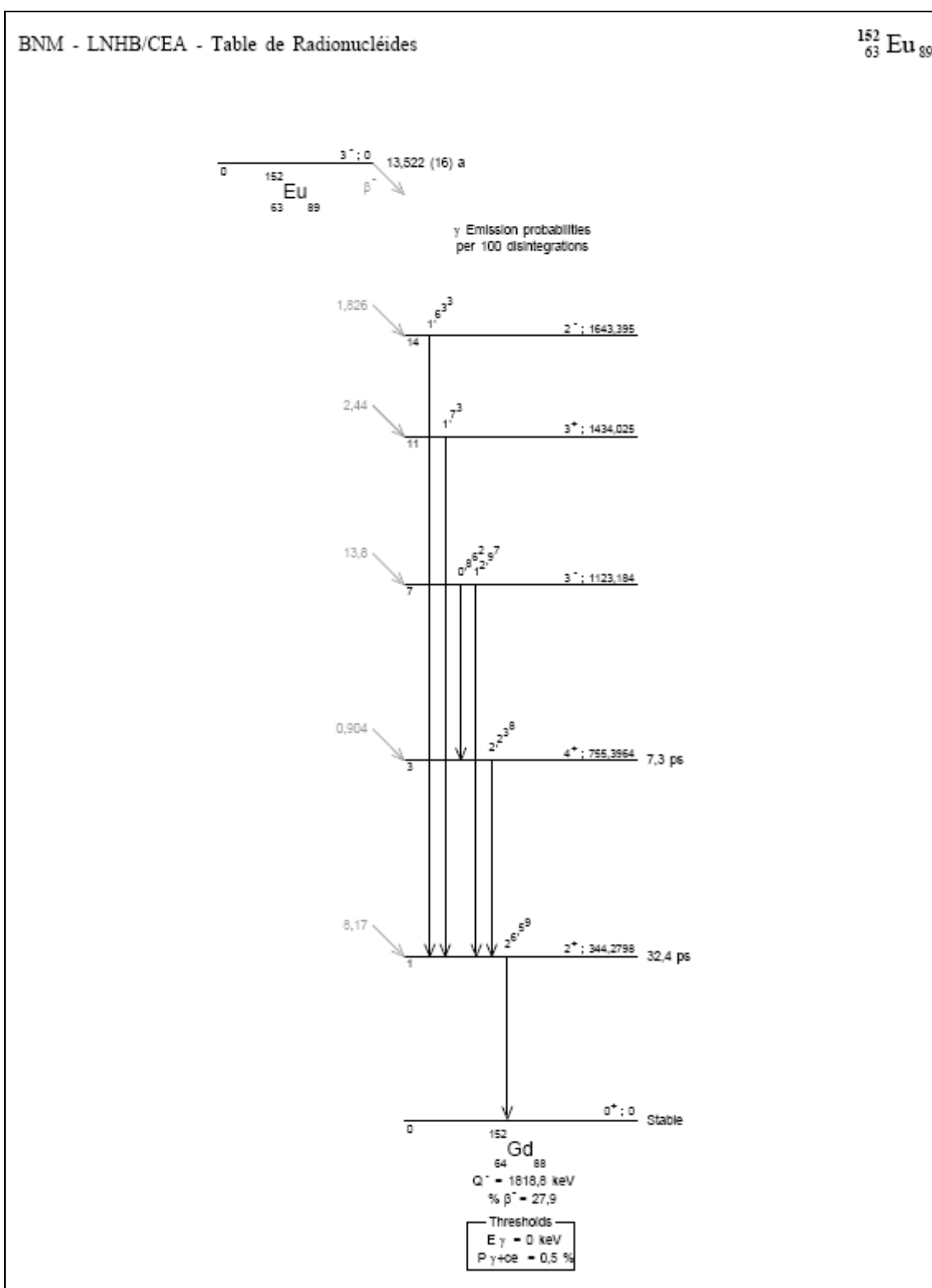


Figura 6.1 Esquema de desintegración del nucleido  $^{152}\text{Eu}$  a  $^{152}\text{Gd}$ . Se han omitido las transiciones gamma cuya probabilidad no supere 0,3%. (Bé, 2008)

## 6.2 Correlaciones con la transición de 344 keV

### 6.2.1 *Análisis de las transiciones de 778, 411, 586 y 1299 keV.*

El pico de absorción total de la transición de 778 es el de mayor intensidad de entre todas las presentes en el espectro de coincidencias con la línea de 344 keV en la desexcitación del  $^{152}\text{Gd}$ , por lo que aparentemente será más fácil de analizar que la mayoría del resto de las cascadas, ya que se ha podido obtener un recuento muy alto. La línea de 778 keV parte del nivel de 1123 keV con espín y paridad  $3^-$ , perteneciente a la banda  $K^\pi=0^-$  y llega al nivel de 344 keV de espín y paridad  $2^+$ , desde donde se emite el segundo fotón, de 344 keV, que dejará al núcleo en el estado fundamental. Numerosas medidas de correlación de esta cascada han dado lugar siempre a valores muy parecidos de  $\delta(778)$ , confirmando con toda seguridad que se trata de una transición pura de carácter E1. La Figura 6.3 muestra los valores experimentales de coincidencias obtenidos y la curva de ajuste. Los valores de los coeficientes de la correlación, una vez corregidos por ángulo sólido finito, han sido:

$$A_2=-0,074 \text{ (0,025)} \quad A_4=0,035 \text{ (0,025)}$$

El resultado de la minimización da lugar a:

$$A_2=-0,079 \quad A_4=0,000$$

$$\delta(778)=-0,009 \text{ (+0,012 -0,012)}$$

La Tabla 6.1 muestra varios resultados obtenidos por otros autores.

<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Blamey (1983)</b>	<b>Helppi (1975)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Rathore (1979)</b>
-0,050 +9 -8	-0,02 2	0,003 6	0,01 1	<0,09

Tabla 6.1 -Valores de  $\delta(778)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

La conclusión es que se trata prácticamente de una transición E1 pura, no habiendo discrepancias entre los diversos valores publicados.

Algo muy parecido debería ocurrir con la correlación entre las transiciones de 411 y 344 keV. La primera transición parte del nivel de 755 keV para poblar el nivel de 344 keV, con la siguiente secuencia de espines y momentos multipolares:  $4^+(E2, M3)2^+(E2)0^+$ . Los datos experimentales, y el resultado del ajuste se exponen en la Figura 6.3. Los valores de los parámetros de la correlación, ya corregidos por ángulo sólido finito, son:

$$A_2=0,143 \ (0,052) \quad A_4=-0,031 \ (0,040)$$

Después de la minimización los valores de  $\delta(411)$  y de los coeficientes obtenidos son:

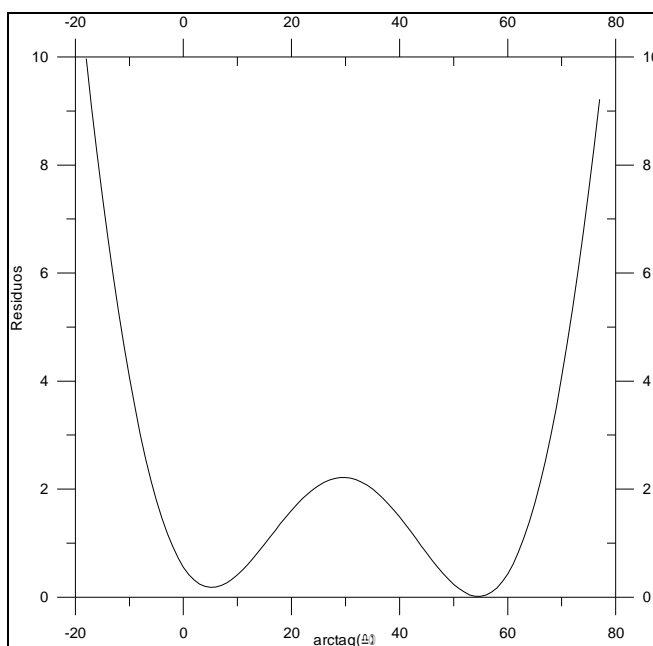
$$A_2=0,142 \quad A_4=-0,039$$

$$\delta(411)=1,406 \ (+0,280 \ -0,260)$$

De nuevo, según este resultado, la proporción de E2 es demasiado baja y obligaría a explicar la abundancia de transiciones de tipo M3 de alguna manera. Sin embargo, la minimización también es compatible con una transición E2 pura. La gráfica de la Figura 6.2 muestra los dos valores mínimos encontrados. El mínimo local ubicado a la izquierda sería compatible con la determinación de Barrette y col. (1970) y de otros autores, al haber encontrado que la transición es únicamente de tipo E2. Los valores de los coeficientes de correlación y de  $\delta(411)$  serán, para ese valor:

$$A_2=0,154 \quad A_4=-0,003$$

$$\delta(411)=0,092 \ (+0,103 \ -0,086)$$



**Figura 6.2 Representación de los Residuos en función del  $\arctag(\delta)$  en el proceso de minimización.**

**Los dos mínimos son las soluciones encontradas para  $\delta$  de 411 keV.**

Se analizará ahora la correlación directa entre las líneas de 586 y 344 keV. La transición de 586 keV parte del nivel de 930 keV, supuestamente el nivel vibratorio de espín y paridad  $2^+_{\beta}$  de la banda beta, para poblar el nivel de vibración fundamental  $2^+$ . Lo más representativo de este caso, ya conocido gracias a medidas anteriores similares a las que se presentan en este trabajo, es la existencia de una contribución muy importante de tipo M1 en la transición inicial, fenómeno en contra de todo lo esperado ya que, a primera vista, dada la buena concordancia a priori entre este nucleido y el modelo vibratorio, lo más probable es que se tratara de una transición E2 pura. La interpretación de este fenómeno se basa en la aceptación de que el nivel de 930 keV y espín 2 tiene una estructura más compleja que la de un estado vibratorio convencional, llegándose a dudar de que la transición de 930 keV partiera de ese nivel. Los cálculos llevados a cabo con el modelo IBM-1 sugieren que en realidad es el nivel  $2^+_{\beta}$ , aunque el acuerdo entre el valor teórico y el experimental de la energía del nivel no sea muy bueno.

Los valores obtenidos en el ajuste de los datos experimentales para esta cascada, después de corregidos por ángulo sólido, han sido:

$$A_2=0,322 \text{ (0,052)} \quad A_4=0,082 \text{ (0,060)}$$

Después de la minimización los valores de  $\delta(586)$  y de los coeficientes obtenidos son:

$$A_2=0,283 \quad A_4=0,261$$

$$\delta(586)=-1,993 \text{ (+0,077 -0,082)}$$

Los valores obtenidos por otros autores se muestran en la Tabla 6.2.

Promedio	Kratsikova (1985)	Barrette (1970)
-4,9 12	-5,5 +22 -50	-2,0 0,5

**Tabla 6.2** Valores de  $\delta(586)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

El resultado obtenido  $\delta(586)=-1,993 \text{ (+0,077 -0,082)}$  predice una mayor proporción de transiciones de tipo M1 que la obtenida como valor promedio de un gran número de medidas (-4,9), como puede verse en la Tabla. De hecho, otros resultados del cociente de multipolaridades asignan valores muy próximos a -5. Hemos llevado a cabo el ajuste de mínimos cuadrados con el modelo de Ekström (1983) introduciendo esa hipótesis, pero el análisis estadístico de los datos demuestra que no es compatible con nuestros coeficientes experimentales, ya que los residuos, y por tanto el estimador de  $\chi^2$ , son enormes. En todo caso, sí que es compatible con el valor de Barrette y col. (1970) e incluso con los otros valores, puesto que se han determinado con una gran incertidumbre. A pesar de esta compatibilidad entre los valores, la posibilidad de un valor tan bajo de  $\delta(586)$  como el obtenido no deja de ser un problema, por la alta proporción de transiciones M1 que conlleva.



A continuación procederemos al análisis de la correlación entre las transiciones de 1299 y 344 keV. Las medidas de emisión de electrones de conversión interna demuestran que la primera de estas transiciones es prácticamente E1 pura (Goswamy y col., 1991), a partir de lo cual se pudo deducir que el espín y la paridad del nivel de partida, con una energía de 1643 keV, deberían ser  $2^-$ . Aceptado este valor como espín del estado inicial, se podrá determinar  $\delta(1299)$  mediante el análisis de la correlación con la transición de 344 keV. Los valores experimentales, una vez corregidos por ángulo sólido finito y coincidencias accidentales son:

$$A_2=0,190 \text{ (0,042)} \quad A_4=0,152 \text{ (0,050)}$$

A partir de ellos, los valores resultantes de la minimización llevada a cabo con el programa de Ekström (1983) serán:

$$A_2=0,215 \quad A_4=0,001$$

$$\delta(1299)=+0,047 \text{ (+0,034 -0,034)}$$

La Tabla muestra los valores obtenidos por otros autores:

<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Blamey (1983)</b>	<b>Helppi (1975)</b>
+0,043 17	-0,05 5	-0,00 8	+0,00 3

**Tabla 6.3 Valores de  $\delta(1299)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

Todos los resultados son, por tanto, compatibles con una transición mayoritariamente E1, con una pequeña contribución M2 y, por tanto, confirman la asignación de espines.

Los resultados experimentales y las curvas de ajuste resultantes en las correlaciones descritas en este apartado pueden verse en la Figura 6.3.

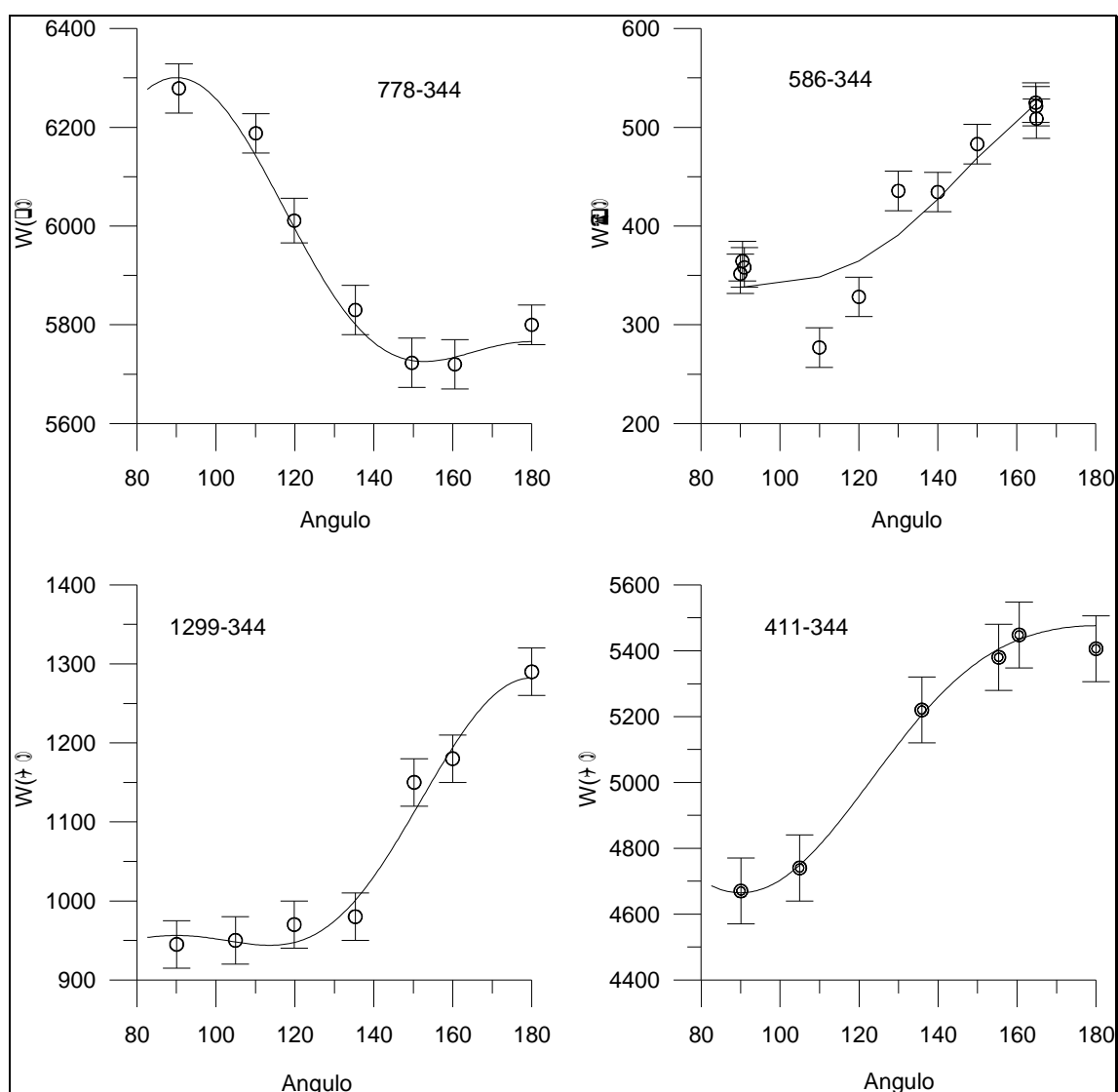


Figura 6.3 Resultados experimentales y curvas ajustadas de la correlación direccional entre las líneas de 778, 586, 1299 y 411 keV con la línea de 344 keV.

### 6.2.2 Análisis de la Transición de 1089 keV

En el estudio de la correlación entre las transiciones de 1089 y 344 keV vuelve a repetirse el dilema anterior aunque de forma un poco menos dramática. En este caso los fotones de 1089 keV parten del nivel de 1434 keV de espín y paridad  $3^+$  de la banda de

vibración  $\gamma$ , valores asignados por W. Schick y col., (1965) gracias a medidas de correlación direccional. La curva de correlación experimental obtenida se muestra en la Figura 6.4.

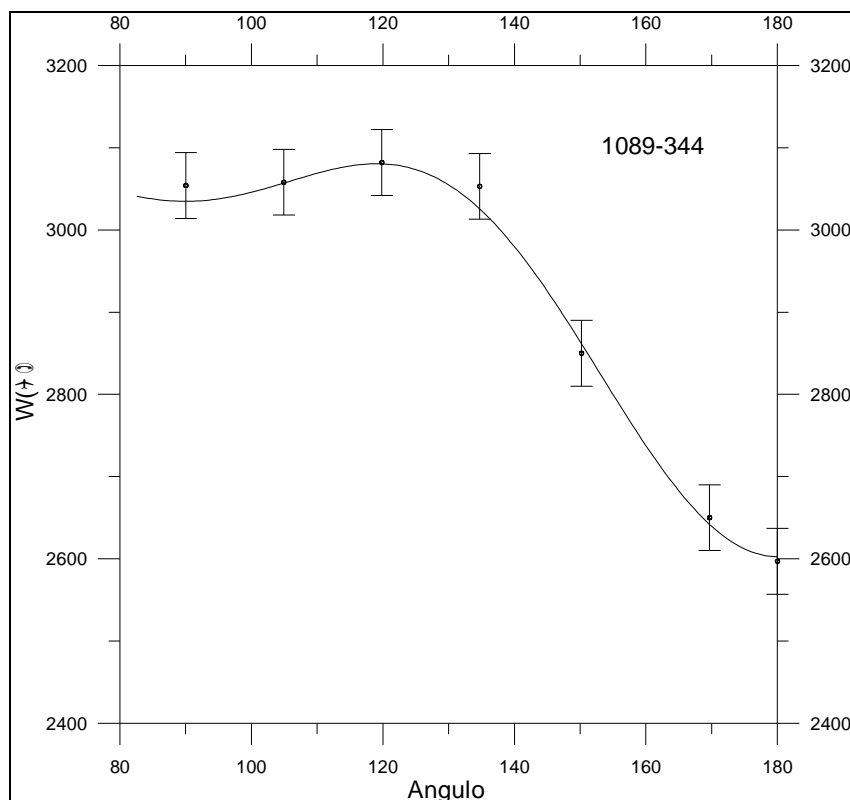


Figura 6.4- Resultados experimentales y curva ajustada de la cascada 1089-344.

Los valores de los coeficientes una vez corregidos por ángulo sólido finito son:

$$A_2 = -0,081 \text{ (0,041)} \quad A_4 = -0,094 \text{ (0,040)}$$

Los dos posibles valores resultantes de la minimización serán:

$$A_2 = -0,081 \text{ (0,041)} \quad A_4 = -0,00 \text{ (0,040)}$$

$$\delta(1089) = -0,013 \text{ (+0,107 -0,104)}$$

ó

$$A_2 = -0,079 \text{ (0,041)} \quad A_4 = -0,080 \text{ (0,040)}$$

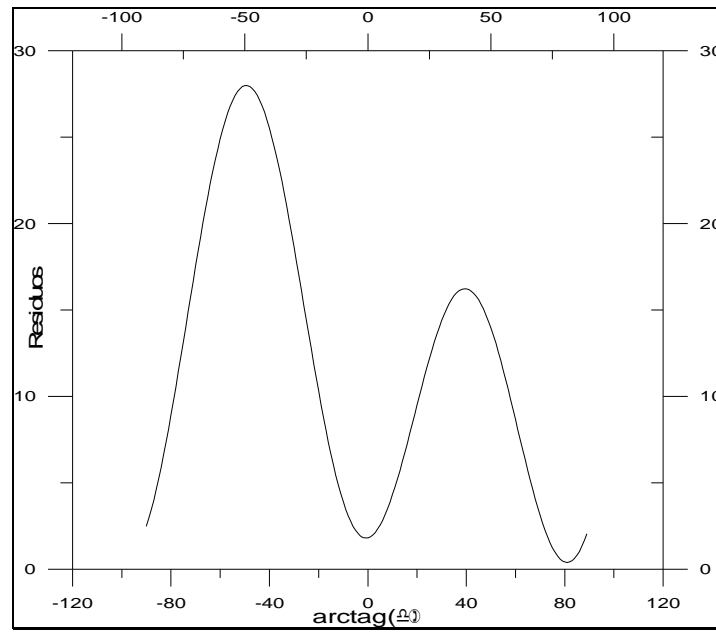
$$\delta(1089) = 6,28 \text{ (+4,23 -1,85)}$$

de donde se deduce, en el primer resultado, que la proporción de transiciones de tipo E2 en la línea de 1089 keV es de un 4% aproximadamente. De nuevo, y al igual que antes, esta proporción es demasiado baja si se admite que el nivel de partida es un estado puramente vibratorio. Los resultados del cociente  $\delta$  obtenidos por varios autores para esta transición son los que se muestran en la Tabla 6.4. Prácticamente en todos ellos el valor de  $\delta(1089)$  es próximo a 20, siendo, según estos autores, mucho mayor la proporción de emisiones de tipo E2 que de M1, tal como parece que debería ser. Sin embargo, y a pesar de que el valor de  $\delta(1089)$  declarado anteriormente es uno de los obtenidos en la minimización, las medidas son compatibles con un valor de  $\delta(1089)$  bastante grande, 6,28 concretamente. La Figura 6.5 representa el valor de los residuos en función de  $\delta$ , donde, como se puede apreciar, para ese valor se obtiene un buen ajuste, a semejanza de los resultados publicados por Barrette y col. (1970). No puede haber conclusión alguna con un resultado de esta naturaleza. La forma de los residuos implica en sí misma una mala definición de los parámetros de entrada. En cualquier caso, se puede admitir que el resultado es compatible con una transición de carácter E2 pura, no siendo ahora tan grave la falta de concordancia como la que se ha descrito en el caso anterior, en el que es imposible compatibilizar ambos valores. La Figura 6.6 muestra la elipse resultante al representar el conjunto de pares  $(A_4, A_2)$  para diferentes valores de  $\delta$ , así como las dos soluciones encontradas.

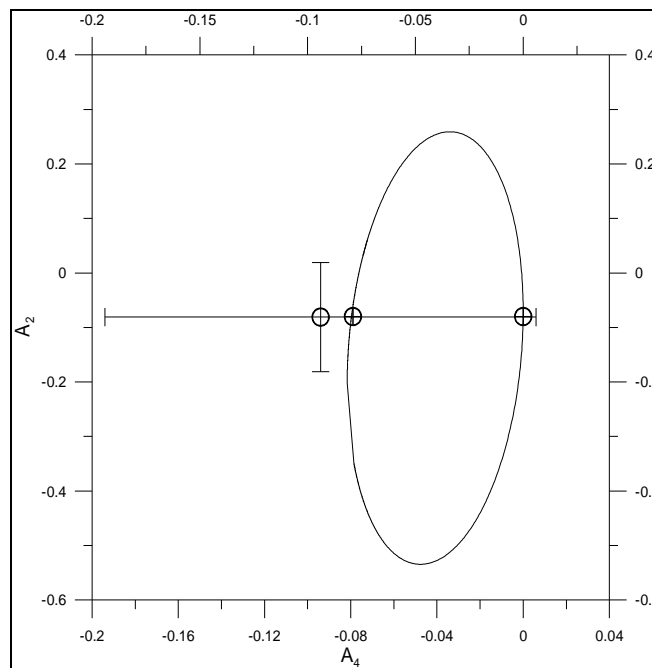
Los valores obtenidos por otros autores son los siguientes:

<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Barrette (1970)</b>	<b>Helppi (1975b)</b>
20 +23 -8	(-0,22 +3) ó $1/\delta = -0,017$	22 +13 -6

**Tabla 6.4** Valores de  $\delta(1089)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.



**Figura 6.5** Representación de los Residuos en función del  $\arctag(\delta)$  en el proceso de minimización. Los dos mínimos son las soluciones encontradas para  $\delta$  de la transición de 1089 keV.



**Figura 6.6** Representación de  $A_2$ - $A_4$  para diferentes valores de  $\delta$ , así como el resultado experimental y sus incertidumbres. Las dos intersecciones serán las estimaciones del valor de las dos posibles soluciones de  $\delta$  para la transición de 1089 keV.

### 6.2.3 *Análisis de las Transiciones de 367 y 678 keV*

Se ha llevado a cabo el análisis de dos correlaciones cruzadas, en ambos casos con la transición de 411 keV como única posibilidad intermedia. En las correlaciones entre líneas gamma con transición intermedia es necesario conocer los coeficientes de desorientación  $U_k$ . En este caso, como la única transición existente desde el nivel de 755 keV es la de 411 keV, que además es de carácter E2 puro, esos coeficientes se calculan fácilmente. Se supone implícitamente que no hay ninguna otra perturbación originada por la transición intermedia.

En primer lugar se analizará la correlación cruzada entre las transiciones de 367 y 344 keV, coincidentes por medio de la transición intermedia de 411 keV. La primera transición parte del nivel de 1123 keV para poblar el nivel de 755 keV, con la siguiente secuencia de espines y momentos multipolares:  $3^-(M2, E1)4^+ 2^+(E2)0^+$ . Los datos experimentales, las curvas resultantes del ajuste se exponen en la Figura 6.7. De nuevo, la mezcla con M2 resulta ser muy baja. El ajuste de los datos experimentales de la correlación entre las transiciones de 367 y 344 keV, una vez corregidos por ángulo sólido finito y por el efecto de la transición intermedia, ha dado como resultado los coeficientes:

$$A_2 = -0,102 \ (0,042) \quad A_4 = 0,027 \ (0,050)$$

Los valores de  $\delta(367)$  y de los coeficientes de la correlación obtenidos en el proceso de minimización son:

$$A_2 = -0,148 \quad A_4 = 0,000$$

$$\delta(367) = +0,009 \ (+0,018 \ -0,018)$$

La segunda de las correlaciones analizadas es la que tiene lugar entre las transiciones de 678 y 344 keV. Los fotones de 678 keV se generan en la desexcitación del nivel de 1434 keV de espín y paridad  $3^+$ , con lo cual la secuencia de espines será:  $3^+ (M1+E2)4^+ 2^+ (E2)0^+$ . La correlación entre estas dos transiciones ha dado como resultado los coeficientes, ya

corregidos por ángulo sólido finito y por el efecto de la transición intermedia:

$$A_2 = -0,073 \text{ (0,052)} \quad A_4 = -0,167 \text{ (0,050)}$$

Los valores de  $\delta(678)$  y de los coeficientes de la correlación obtenidos en el proceso de minimización son:

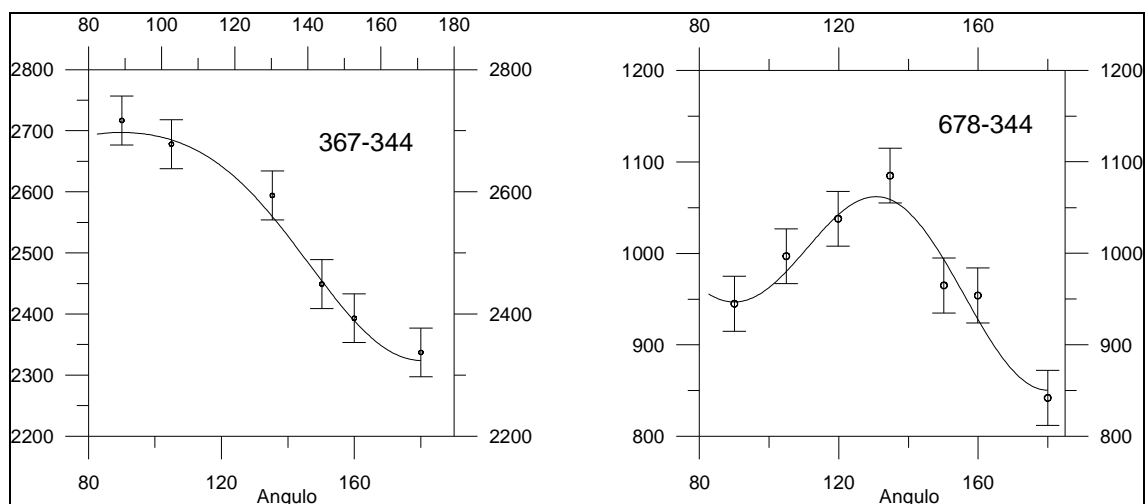
$$A_2 = 0,021 \quad A_4 = -0,28$$

$$\delta(678) = +20 \text{ (+20 -17)}$$

La mala calidad del resultado obtenido en este caso volverá a reproducirse cuando se analice en correlación con la transición de 411 keV.

Los resultados de  $\delta$  publicados para estas dos transiciones obtenidos por otros autores se mostrarán en la próxima sección, en la Tabla 6.6.

La transición de 411 keV también ha sido analizada en coincidencia con la de 344 keV. Las curvas de correlación y los resultados obtenidos se muestran en la Figura 6.7



**Figura 6.7 Resultados experimentales y curva ajustada de las cascada 367-344 y 678-344.**

Se han obtenido también los espectros de correlación de la línea de 411 keV con el resto de las transiciones, por lo que se procederá a su revisión con mayor detalle.

### 6.3 Correlaciones con la transición de 411 keV

En un intento por mejorar la calidad de los resultados de algunas correlaciones anteriores, se han obtenido también los espectros de coincidencias de la línea de 411 keV con el resto de las transiciones.

Volviendo de nuevo al análisis de la transición de 367 keV, que parte del nivel de espín y paridad  $3^-$  de 1123 keV poblando el nivel  $4^+$  de 755 keV, desde donde se emite la línea de 411 keV. En este caso la conexión de las dos transiciones analizadas es directa. Los valores de los parámetros obtenidos en la correlación, ya corregidos por ángulo sólido finito, han sido:

$$A_2=-0,112 (0,035) \quad A_4=-0,059 (0,050)$$

Los valores de  $\delta(367)$  y de los coeficientes de la correlación obtenidos en el proceso de minimización son:

$$A_2=-0,112 \quad A_4=0,000$$
$$\delta(367)=-0,034 (+0,032 -0,032)$$

Este valor es compatible con el que se obtuvo en correlación con la línea de 344 keV. Es, mayoritariamente, una transición E1. En la Tabla 6.5 adjunta se muestran los valores de  $\delta(367)$  obtenidos por otros autores.

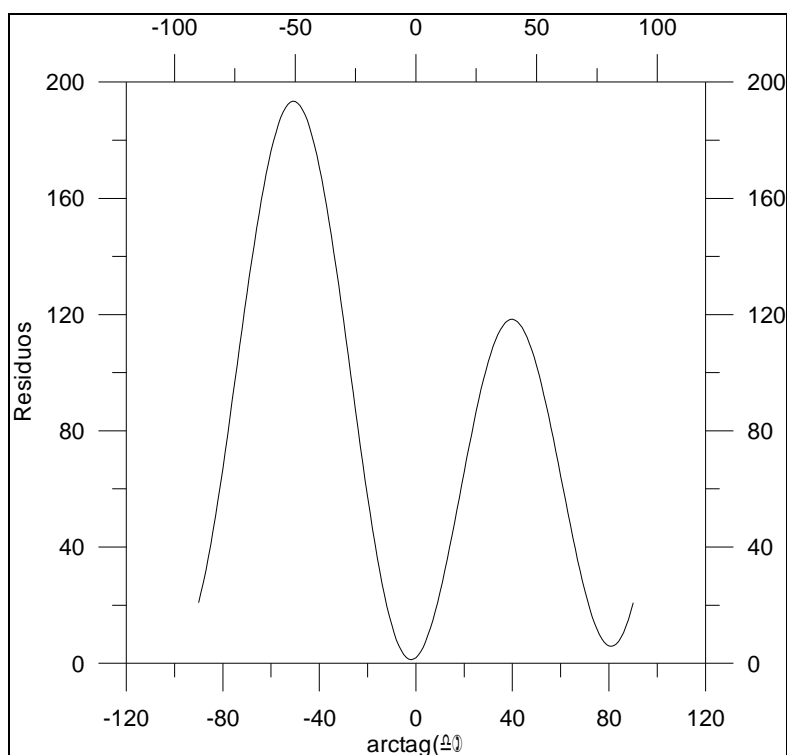
<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Helppi (1975b)</b>	<b>Blamey (1983)</b>	<b>Barrette (1970)</b>
0,015 0,019	-0,03 0,02	0,1 0,2	-0,04 0,04

**Tabla 6.5 Valores de  $\delta(367)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.**

Sin embargo, nuestros resultados son también compatibles con un valor de  $\delta$  muy alto. La gráfica de la Figura 6.8 muestra las dos parábolas obtenidas. En concreto, el segundo



mínimo se encuentra para un valor de  $\delta=6,31$ .



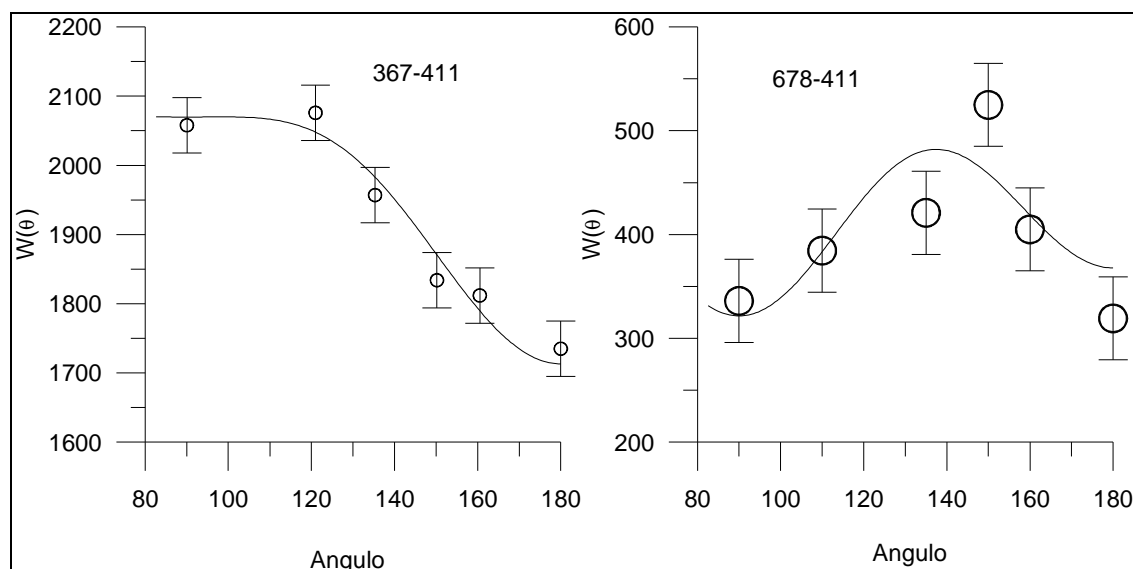
**Figura 6.8 Representación de los Residuos en función del  $\text{arctag}(\delta)$  en el proceso de minimización. Los dos mínimos son las soluciones encontradas para  $\delta$  de la transición de 367 keV.**

La transición de 678 keV parte del nivel de espín y paridad  $3^+$  del nivel de 1434 keV poblando el nivel  $4^+$  de 755 keV, de donde parte la línea de 411 keV. Los coeficientes obtenidos para la correlación han sido:

$$A_2=0,202 \quad (0,105) \quad A_4=-0,304 \quad (0,150)$$

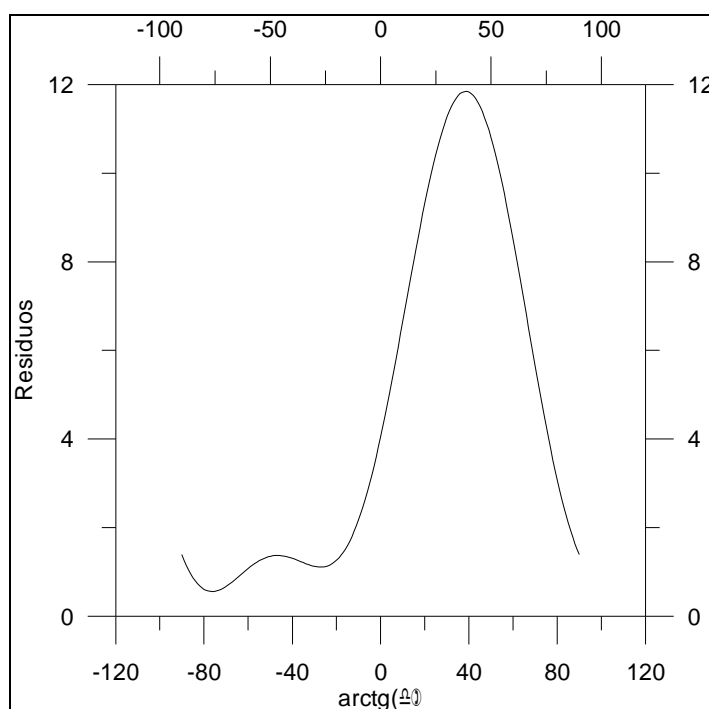
Los valores de  $\delta(678)$  y de los coeficientes de la correlación obtenidos en el proceso de minimización son:

$$\begin{aligned} A_2 &= 0,205 & A_4 &= -0,175 \\ \delta(678) &= -4,103 & & (+2,015 \ -7,98) \end{aligned}$$



**Figura 6.9- Resultados experimentales y curva ajustada de las cascadas 367-411 y 678-411.**

En la Figura 6.10 puede verse el resultado del análisis de los residuos llevado a cabo con el programa de Ekström. En este caso, si bien se llegan a obtener dos mínimos en sendas regiones parabólicas en el proceso de minimización, con bajos valores de los residuos, se puede apreciar cómo el resto de la curva es una enorme región de valores de  $\delta$  que serían compatibles con la medida, ya que los residuos son muy bajos. La dificultad ligada a la baja intensidad de estas radiaciones impide obtener un resultado concreto, al menos en este caso. Contrasta, sin embargo, con los resultados obtenidos por Helppi y col. (1975b), para quienes el valor de la razón de mezcla es mayor que 13, si bien el signo no está determinado.



**Figura 6.10** Representación de los Residuos en función del  $\arctg(\delta)$  en el proceso de minimización.  
Los dos mínimos son las soluciones encontradas para  $\delta$  de la transición de 678 keV.

Los valores obtenidos por otros autores son:

<b>Kratsikova (1985)</b>	<b>Helppi (1975b)</b>	<b>Barrette (1970)</b>
4,1 +17 -11	>+13 ó <-16	1/δ=-0,0 +8 -11

**Tabla 6.6** Valores de  $\delta(678)$  y sus incertidumbres publicados por varios autores.

A pesar de la incertidumbre inherente a estas medidas, y de la notable dispersión, se deduce en todas ellas el carácter mayoritariamente E2 de la transición, hecho que no se ha podido demostrar con los resultados obtenidos en este trabajo, si bien es compatible con ellos.

## 7 CONCLUSIONES

El estudio de la correlación angular entre transiciones gamma es una poderosa herramienta, combinada con las medidas de electrones de conversión, para conocer las razones de multipolaridad de las transiciones o los espines de los estados nucleares excitados. Técnicas de medida desarrolladas para conocer el tiempo de vida media de los niveles, sus momentos dipolares magnéticos o cuadripolares eléctricos están directamente emparentadas con ella. En esta memoria se ha pretendido describir el desarrollo de un sistema de medida y cálculo de correlaciones direccionales implantado en el Laboratorio Nacional de Metrología de Radiaciones Ionizantes.

En el primer capítulo se ha descrito muy sucintamente la teoría matemática que demuestra la posibilidad de descubrir la anisotropía de las emisiones gamma incluso cuando las muestras no están orientadas por campos exteriores. El formalismo mecano-cuántico de la matriz densidad es la base de todo ese desarrollo y del descubrimiento de la ley estadística que rige todo el proceso. Ese desarrollo es muy general y permite conocer no sólo la distribución angular de los fotones de momento angular dado, sino la ley en función de su polarización. El resultado final es una expresión sorprendentemente sencilla y que, por lo general, no involucra más de dos polinomios de Legendre,  $P_2$  y  $P_4$ . La distribución angular del par de fotones es en sí misma una distribución de probabilidad, y como tal, su determinación experimental requerirá de medidas que alberguen una considerable cantidad de datos para reproducirla lo más fielmente posible.

La primera etapa del estudio de este fenómeno se centró en evaluar la importancia de la correlación angular en las coincidencias por efecto suma y a ello está dedicado el segundo capítulo. Las correcciones por coincidencias tienen gran importancia en el análisis de los espectros gamma. Por lo general, se ha supuesto que la correlación angular apenas modifica esas correcciones, pero no existían en la bibliografía cálculos detallados ni datos experimentales para corroborarlo. La síntesis final de todo este conjunto de cálculos es la

siguiente: Se ha analizado la incidencia de la correlación angular en la corrección por coincidencia-suma. Para ello se han elegido los detectores de radiación gamma del laboratorio y se han utilizado diversos métodos de MonteCarlo para calcular las eficiencias fotoeléctricas y totales y el coeficiente promedio de la correlación angular. Todo este conjunto de simulaciones ha servido para conocer la magnitud de la corrección en varios radionucleidos.

De nuestro estudio, se concluye que las correcciones por correlación angular serán despreciables en muchos casos. Por una parte, la proximidad de la fuente al detector da lugar a altas correcciones por efecto suma pero a bajos coeficientes "w" de correlación. La lejanía, por otra parte, permite apreciar la anisotropía entre ambas radiaciones, pero la eficiencia total es muy inferior, y por tanto, la corrección disminuye. La forma en la que se van combinando estos dos fenómenos en cierta forma antagónicos es lo que se ha ido mostrando en los resultados de las Tablas. Es muy conocida, y ya mencionada anteriormente, la configuración de espines nucleares y transiciones  $0^+(E2)2^+(E2)0^+$ , que da lugar a una anisotropía muy acusada. No hemos encontrado ningún nucleido de importancia en la calibración de equipos gamma en el cual esa cascada tenga una contribución importante, por lo que no se ha analizado ningún nucleido que la contenga. La realidad que muestra este estudio es que esta corrección es despreciable tanto en contacto como a gran distancia del detector, mientras que a distancias intermedias el efecto de correlación es menor del 0.8% en todos los casos considerados. En cualquier caso, dada la dependencia de este fenómeno con los nucleidos y la geometría de medida, cualquier extrapolación de estos resultados debe hacerse con sumo cuidado.

Para la realización de la medidas, se han diseñado y montado dos dispositivos experimentales de medida en coincidencia. Ambos comparten los detectores de germanio y el dispositivo que permite el giro de uno de ellos a lo largo de una circunferencia cuyo eje está en el mismo lugar que la fuente de medida. En el primer sistema se llevan a cabo las medidas de correlación angular entre fotones de energía seleccionada en cada detector. Tal como se explica en el capítulo 3, este procedimiento es laborioso y muy lento para obtener resultados precisos, por ello, en el segundo sistema, se selecciona una línea gamma en el detector de

germanio plano y se almacena el espectro gamma de coincidencias obtenido en el coaxial. El capítulo describe los pormenores de esa cadena electrónica y la alineación necesaria de las señales. Las correcciones que deben hacerse a las medidas son otra parte esencial del análisis, habiendo básicamente dos: correcciones por tamaño finito y coincidencias accidentales. Las primeras se deben al tamaño finito de los detectores, complicando la definición del ángulo para el cual se lleva a cabo la medida. Las segundas se refieren a las coincidencias entre fotones que provienen de distintos núcleos pero que han coincidido en el tiempo. Ambos cálculos son relativamente sencillos y pueden hacerse sin problemas. Otros efectos están relacionados con el decaimiento de la muestra, las impurezas presentes, la forma de la fuente, etc. Todos ellos se describen en ese capítulo. Casi ninguno de ellos ha tenido gran importancia en el estudio posterior de los nucleidos analizados. En los casos en los que ha habido incidencia se describieron detalladamente en los capítulos correspondientes. Uno de los efectos más notables en la perturbación de la correlación angular es el caso en el que la segunda transición se emita desde un nivel de vida media larga, entendiendo por tal una vida superior a 1 ns. Este fenómeno no es tan infrecuente y se ha estudiado en el capítulo 5, que incluye el análisis de los picos, el ajuste de los resultados a una combinación lineal de Polinomios de Legendre y el estudio de los resultados con el programa de Ekström.

En el cuarto capítulo se analizan las primeras medidas experimentales con una fuente de  $^{125}\text{Sb}$ , obtenidas con el primero de los dispositivos descrito en el tercer capítulo. Las medidas han servido para aportar nuevas determinaciones de  $\delta$  de varias líneas gamma, así como una nueva estimación del espín de uno de los estados excitados.

En los capítulos siguientes se condensa la mayor parte del desarrollo experimental de este trabajo. Se han medido por medio del segundo dispositivo desarrollado en el laboratorio un buen número de las transiciones gamma emitidas por los radionucleidos hijos del  $^{152}\text{Eu}$  y se han comparado con las medidas existentes, aportando nuevas determinaciones en algunas líneas gamma cuyas razones de multipolaridad han sido pocas o ninguna vez determinadas.

Así, el quinto capítulo se dedica íntegramente a las desexcitaciones gamma en  $^{152}\text{Sm}$ ,

en el que, se presentan los resultados de las medidas, se comparan con los de otros autores y se discute sobre lo que cabría esperar de acuerdo a los modelos nucleares. En la mayoría de los casos, la determinación de la proporción  $E2/M1$  ó  $E1/M2$  es el objetivo perseguido. El mayor o menor valor de  $\delta$  tendrá importantes consecuencias en la explicación de los niveles excitados. La relevancia de este hecho ha permitido que numerosos autores hayan aportado sus valores medidos, a los cuales hemos incluido los nuestros y con los cuales se comparan. En algún caso, se han aportado determinaciones no hechas anteriormente por medio de la correlación direccional. Si bien este trabajo no pretende medir las intensidades de emisión gamma, sí que se ha planteado la controversia acerca de la existencia de determinadas transiciones o niveles energéticos que han sido publicados por algunos autores. Las medidas de correlación, y por tanto, de coincidencia, son una valiosa herramienta para dilucidar ese tipo de problemas y se ha dedicado una parte del capítulo a explicar los resultados obtenidos en nuestras medidas. En algunos casos, en lugar de determinar la razón de multipolaridad, se ha intentado determinar el espín de alguno de los niveles excitados. Este empeño, tal como se explica en el texto, se ha saldado sin ninguna solución nueva, dejando todas las alternativas en el estado de lo posible. La dificultad fundamental en esa determinación o en la de las razones de multipolaridad de transiciones de baja intensidad está relacionada con la insuficiente estadística que razonablemente se puede conseguir.

El sexto capítulo, dedicado a las transiciones gamma producto de la desexcitación de  $^{152}\text{Gd}$ , nucleido que, aparentemente, era más sencillo de explicar que el  $^{152}\text{Sm}$ . Sin embargo, se muestran algunos casos en los que el análisis de los datos conduce a varias soluciones posibles, normalmente dos. Habiendo muchas menos transiciones que analizar que en el capítulo anterior, es realmente notable que ocurra algo así. Normalmente, las dos soluciones al valor de la razón de multipolaridades son muy distintas, dando lugar a que la elección de una u otra cambie por completo el carácter de la transición. En casi todos los casos se han mostrado las dos soluciones, los mínimos de las parábolas locales, y puede apreciarse que, al estar tan separados, conducen a resultados casi antagónicos. Si bien es cierto que una de ellas será más razonable, conforme a los modelos nucleares existentes, no puede olvidarse la existencia de alguna de las soluciones, ya que puede conducir a una inesperada razón de multipolaridades.

## 8 BIBLIOGRAFÍA

- Abragam A. y R.V. Pound, 1953, Phys. Rev. 92, 943.
- Alder K. y A. Winther, 1974, *Electromagnetic Excitation*, North Holland, Amsterdam.
- Andreev D.S., K.I. Erokhina, V.S. Zvonov y I.Kh. Lemberg, 1973, Izv. Akad. Nauk. SSR, Ser. Fiz. 37, nº 8, 1609.
- Aquili A., R. Cesareo y M. Gianninni, 1969, Nuovo Cimento B 62, 20.
- Arima A. F. Iachello, 1976, Ann. Phys. 99, 253.
- Baerg A. P., 1965, Metrologia 1, 131.
- Baker K.R., J.H. Hamilton, Ramayya A.V., 1972, Zeitschrift fur Physik 256 (5), pp. 387.
- Barrette J., M. Barrette, A. Boutard, G. Lamoureux, y S. Monaro, 1970, Can. J. Phys. 48, 2011.
- Barrette J., M. Barrette, A. Boutard, R. Haroutunian, G. Lamoureux, G. Renaud y S. Monaro, 1970, Nucl Phys. A 172, 41.
- Barrette J., M. Barrette, G. Lamoureux, S. Monaro y S. Markiza, 1971, Nucl. Phys. A235, 154.
- Barrette J., M. Barrette, R. Haroutunian, G. Lamoureux y S. Monaro, 1971, Nucl. Phys. A 169, 101.
- Barrette J., M. Barrette, R. Haroutunian, G. Lamoureux, S. Monaro y S. Markiza, 1971, Phys. Rev C 4, 991.
- Bé Marie-Martine, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, G. Kondev, A. Luca, M. Galán, A. Pearce, X. Huang (2008) Table of Radionuclides, Monographie BIPM-5, vol.4, ISBN 92-822-2230-6 (Vol. 4) et ISBN 92-822-2231-4 (CD), CEA/LNE-LNHB, 91191 Gif-sur-Yvette, France and BIPM, Pavillon de Breteuil, 92312 Sèvres, France.



- 
- Bès D.R. y R.A. Sorensen, 1969 en *Advances in Nuclear Physics*, ed. M. Baranger y E. Voigt, Vol. 2, 129.
  - Bhardwaj S.K., K.K. Gupta, J.B. Gupta y D.K. Gupta, 1983, Phys. Rev. C vol. 27, 872. Biedernharn L.C. y M.E. Rose, 1953, Rev. Mod. Phys. 25, 729.
  - Bisgard K.M., K.B. Nielson y J. Sodemann, 1963, Phys. Lett. 7, 57.
  - Blamey P.J., D. Bingham, J.A. Barclay y J.D. Cashion, 1983, Aust. J. Phys. 36, 27.
  - Blin-Stoyle R.J. y M.A. Grace, 1957, Encycl. of Phys. Vol. XLII, Springer Verlag, Berlín.
  - Bohr y Mottelson, 1953, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 16, 27.
  - Bosch H.E., M.A. Fariolli, M. Behar y G. García-Bermúdez, en *Angular Correlations in Nuclear Disintegration*, editado por B. van Nooijen y H. van Krugten, 1971, Rotterdam University Press, 267.
  - Bryant J, 1963, Int. Appl. Radiat. Isot. 14, 143.
  - Camp D.C. y van Lehn A.L., 1969, Nucl. Instr. and Meth. 76, 192; 87, 147.
  - Carlos P., 1971, Proceedings Colloquium on Intermediate Nuclei, Orsay, France.
  - Casten R.F., 1985, Phys. Rev. Lett. 54, 1991.
  - Church E.L. y J.J. Krausshaar, 1952, J.J. Phys. Rev. 88, 419.
  - Church E.L. y J. Weneser, 1956, Phys. Rev. 103, 1035.
  - Cullen D.E., M.H. Chen, J.H. Hubbell, S.T. Perkins, E.F. Plechaty, J.A. Rathkopf y J.H. Scofield, 1989, UCRL 50400 Vol. 6.
  - Davidson J.P., 1965, Rev. Mod. Phys., 37, 105
  - Davydov A. S. y A.A. Chaban, 1960, Nucl. Phys. 20, 499.
  - Debertin K y R.G. Helmer, *Gamma and X-Ray Spectroscopy with Semiconductor Detectors*, 1988, North Holland, Amsterdam.
  - Debertin K. y U. Schötzg, 1979, Nucl. Instr. Meth. 158, 471
  - Debertin K., 1979, Nucl. Instr. Meth. 158, 479.
  - Debrunner P. y W. Kundig, 1960, Helv. Phys. Acta 33, 395.
  - Dey C.C., N.R. Das, B.K. Sinha y R. Bhattacharya, 1992, Can. J. Phys. 70, 268.
  - Domingos J.M., G.D. Symons y A.C. Douglas, 1972, Nucl. Phys. A 180, 600
  - Domingos J.M., G.D. Symons y A.C. Douglas, 1974, Phys. Rev. C 10, 250
-

- 
- Dzhelepov B.S., N.N. Zhukovskii y A.G. Maloyan, 1965, Soviet. J. Nucl. Phys. 1, 941.
  - Ekström L.P., Nuclear Physics Report LUNFD6/(NFFR-3048),1-27 ,1983
  - Faessler A., W. Greiner y R.K. Sheline, 1965, Nucl. Phys. 70, 33.
  - Ferentz M. y N. Rosenzweig, 1965, en *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn, North Holland, Amsterdam.
  - Fraser I.A., J.S.Greenberg, S.H.Sie, R.G. Stokstad,G.A. Burginyon y D.A, Bromley, 1969, Phys. Rev. Lett.,23, 1047
  - Frauenfelder H. y R.M. Steffen, 1965, en *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn, North Holland, Amsterdam.
  - García-Torano E. y A. Grau, 1987, Comput. Phys. Commun. 47, 341.
  - Gehrke R.J., R.G. Helmer y R.C. Greenwood, 1977, Nucl. Intsr. Meth. 147, 405.
  - Glendenning N.K., 1960, Phys. Rev. 119, 213.
  - Goswamy J., B. Chand, D. Mehta, N. Singh, P.N. Trehan, 1991, Appl. Rad. Isot.,1991, 42,1025.
  - Gromov Y., V.V. Kuznetsov, M. Y. Kuznetsova, M. Finger, J. Urbanec, O. B. Nielsen, Wilsky K., O. Skilbreid, y M. Jorgensen, 1967, Nucl.Phys. A99, 585.
  - Hansen J.S., J.C. McGeorge, D. Nix, W.D. Schmidt-Ott, I. Unus y R.W. Fink, 1973, Nucl. Intsr. Meth. 106, 365.
  - Heighway E. y J.D. McArthur, 1970, Nucl. Intstr. Meth. 79, 224.
  - Helppi H. J. Hattula,1970, Phys.Scr 2 ,155
  - Helppi H. A. Pakkanen y J. Hattula,1974 Nucl.Phys. A223,13.
  - Helppi H. A. Pakkanen y J. Hattula,1975b Nucl.Phys. A247,317.
  - Holmberg P.y R. Rieppo,1973, Int. J. Appl. Radiat. Isot. 24, 99.
  - Inamura T., 1968,J. Phys. Soc. Jap.,24, 1.
  - Kalfas C.A. ,A. Xenoulis y T. Paradellis, 1975, J. Phys.G 1, 613.
  - Kalfas C.A. y W.D. Hamilton y H.A. Doubt, 1973,J. Phys.A 6, 247.
  - Kalfas C.A. y W.D. Hamilton y R.A. Fox, y M. Finger, 1972, Nucl. Phys.A 196, 615
  - Karlsson E., 1971,en *Angular Correlations in Nuclear Disintegration*, editado por B. van Nooijen y H. van Krugten, 27.
  - Kartashov, V.M. y A.G. Troitskaya, Proc. 33rd Ann. Conf. Nucl. Spectroc. Struct.
-

- At.Nuclei, Moscú,1983,114).
- Katakura J., M. Oshima, K. Kitao, y H. Ilmura, 1993, Nucl. Data Sheets 70, 217.
  - Katoh T. y E.H. Spejewski, 1965, Nucl. Phys. 69, 477.
  - Kerek A., J. Kownacki, A. Marelius y J. Pihl, 1972, Nucl. Phys. A 194, 64.
  - Kisslinger L.S., 1966, Nucl. Phys. 78, 341.
  - Krane K.S. y R.M. Steffen, 1970, Phys. Rev. C 2, 724.
  - Kratsikova T.I., S. Davaa, I. Prokhazka, M. Finger, M.I. Fominykh y Z. Yanout, 1985, Proc. 35th Ann. Conf. Nucl. Spectrosc. Struct. At. Nuclei, Leningrad, 98.
  - Kumar K., 1975, en *The electromagnetic interaction in Nuclear Spectroscopy*, ed.W.D. Hamilton., North Holland, Amsterdam).
  - Kumar K., 1970, Proc. of the Conf. on Prop. of Nuclei far from the region of  $\beta^-$  stability, Leysin, Switzerland.
  - Kumar K. (Journal of Physics 1983).
  - Kumar K., 1974, Nucl. Phys. A 231, 189.
  - Lange J, (1970b) en *Angular Correlations in Nuclear Disintegration*, editado por B. van Nooijen y H. van Krugten, 242.
  - Lange J., K. Kumar y J.H. Hamilton, 1982, Rev. Mod. Phys. 54, 119.
  - Lange J., R.L. Rasera, H.F. Wagner y W. Schäffner, Nucl Phys. A171,1971, 92
  - Larsen J.S., O. Skilbreid y L. Visiten, 1967, Nucl. Phys. A100, 248.
  - Lide R.W. y M.L. Widenbeck, 1959, Phys. Rev. 113, 840.
  - Malmsten G. O. Nilsson y I. Andersson, 1967, Arkiv Fysik 33, 361.
  - Marelius A., J. Lindskog, Z. Awwad, K.G. Väliavaara, S.E. Hägglund y J. Pihl, 1970, Nucl. Phys. A 148, 433.
  - Marklund, O. Nathan y O.B. Nielsen, 1960, Nucl. Phys. 15,199.
  - McCallun G.J. y G.E. Coote, 1975, Nucl. Instr. Meth. 130, 189.
  - McGowan F.K., R.O. Sayer, P.H. Stelson, R.L. Robinson y W.T. Milner,1968, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 895.
  - McGowan F.K., 1972, , Proceedings of the International Conference on Radioactivity in Nuclear Spectroscopy, editado por J.H. Hamilton y J.C. Manthuruthil (Gordon an Breach, New York) Vol. II, p. 1039.

- Morel J., B. Chauvenet y A. Kadachi, 1984, Int. J. Appl. Radiat. Isot. 34, 1115.
- Nagpal T.S. y R.E. Gaucher, 1970, Can. J. Phys. 48, 2978.
- Nathan and M.A. Waggoner, 1957, Nucl. Phys. 2, 548.
- Nathan O., 1960. Nucl. Phys. 19, 148.
- Nuclear Data Sheets, 1996, Vol. 79, Num. 1, 48.
- Ofer S., 1957, Nucl. Phys. 4, 477.
- Ramayya, A.V., J.H. Hamilton, B. van Nooijen y H. van Krugten, en *Angular Correlations in Nuclear Disintegration*, editado por B. van Nooijen y H. van Krugten, 247.
- Ramayya, A.V., J.H. Hamilton, V. van Nooijen y N.R. Johnson, 1967, Phys. Rev. 157, 1015.
- Rasmussen J.O., 1960, Nucl. Phys. 19, 85.
- Rathore I.V.S y B.P. Singh, 1979, Indian J. Pure Appl. Phys. 17, 518.
- Reich C.W. Merryll J.A. y Kelma E.D., 1963, Nucl. Instr. Meth 23, 36.
- Riedinger L.L. y N.R. Johnson, 1970, Phys. Rev. C, Vol.2, 2358
- Riedinger L.L., N.R. Johnson y J.H. Hamilton, 1967, Phys. Rev. Lett. 19, 1243.
- Riedinger L.L., N.R. Johnson y J.H. Hamilton, 1969, Phys. Rev. 179, 1214.
- Riedinger L.L. y N.R. Johnson, 1967, Phys. Rev. Lett. Vol.19 n 21, 1967
- Rieppo R., 1976, Int. J. Appl. Radiat. Isot. 27, 453.
- Rose H.J. y D.M. Brink, 1967, Rev. Mod. Phys. 39, 306.
- Rud H. y K. Bonde Nielsen, 1970, Nucl. Phys. A 158, 546.
- Schick W y L. Grodzins, 1965 Nucl. Phys. 62, 254.
- Schima F.J. y D.D. Hoppes, 1983, Int. J. Appl. Radiat. Isot. 34, 1109.
- Sharma A.K., R. Kumar, H.R. Verma, y P.N. Terhan, 1980, J. Phys. Soc. Jan 48, 1407.
- Snyder B.J. y G.F. Knoll, 1966, Nucl. Instr. Meth. 40, 261.
- Snyder B.J. y G.L. Gyorey, 1965, Nucleonics 23, 80.
- Snyder B.J., 1967, Nucl. Instr. Meth. 53, 313.
- Stefánson V., V. Sergeev, J. Becker y L. Holmberg, 1971, en *Angular Correlations in Nuclear Disintegration*, editado por B. van Nooijen y H. van Krugten, 1971, 166.
- Steffen R.M. y K. Alder, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*,

- ed W.D. Hamilton, 1975, North Holland, Amsterdam.
- Stewart N.M., E. Eid, M.S.S. El-Daghmah y J.K. Jabber, 1990, Z. Phys. A-Atoms and Nuclei 335,13.
  - Stone N.J., R.B. Frankel y D.A. Shirley, 1968, Phys. Rev. 172, 1243.
  - Toth K.S., K.T. Faler y J.O. Rasmussen, 1959, Pys. Rev. 115, 158.
  - Varnell L., J.D. Bowman and J. Trischuk, 1969, Nucl. Phys. A127, 270.
  - Varnell L., J.H. Hamilton y R.L. Robinson, 1974, Nucl. Phys. A 223, 442.
  - Veje E., B. Elbek. B. Herskind y M.C. Olesen, 1968, Nucl. Phys. A 109, 489.
  - W.C. Schick, 1970,Bull. Am. Phys. Soc. 15, 75.
  - Walters W.B. y R.A. Meyer, 1976, Phys. Rev. C, 1925.
  - Williams A. y P.J. Campion, 1965, Int. Appl. Radiat. Isot. 16,555.
  - Williamson J.H., 1964, Nucl.Instr. Meth 66, 61.
  - Winn W.G. y D.S. Sarantites, 1968, Nucl. Instr. and Meth. 66,61.
  - Yates M.J.L. en  *$\alpha, \beta$  and  $\gamma$  Ray Spectroscopy*, 1965, ed. K. Siegbahn, 1691-1703 (North Holland, Amsterdam).
  - Yunfei Y., Sun Huibin, Hu Dailing, Huo Junde y Liu Yunzuo,1992, Z. Phys. A-Hadrons and Nuclei 344,25.